ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 6, 1. HEFT
MIT 40 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 21. SEPTEMBER 1953)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1953

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band 6 **Inhaltsverzeichnis** Heft 1

Seite

Mason, B. J. Progress in Cloud Physics Research. (With 26 Figures) ... 1

Arakawa, H. Baroclinicy along some Meridional Cross Sections through the Atmosphere. (With 2 Figures) ... 53

Neuwirth, R. Feuchtegehalt der Atmosphäre und Niederschlagsprognose im Zusammenhang mit der Lage des Beobachtungsortes zum planetarischen Ringstrom (Jet Stream). (Mit 6 Textabbildungen) ... 59

Conrad, V. The Components of the Diurnal Variation of Temperature on Mt. Washington and other Summits. (With 5 Figures) ... 78

Hoinkes, H. Beobachtung einer Untersonne. (Mit 1 Textabbildung) ... 108

Hans Benndorf †. Von *H. Israël* und *M. Toperczer* ... 111

Buchbesprechungen ... 114

Landsberg, H. E., Advances in Geophysics (F. Steinhauser). — Roulleau, J. und R. Trochon, Météorologie Générale (W. Mörikofer). — Riehl, H., J. Badner, J. E. Hovde, N. E. la Seur, L. L. Means, W. C. Palmer, M. J. Schroeder, L. W. Snellman u. a., Forecasting in Middle Latitudes (F. Steinhauser). — Rawer, K., Die Ionosphäre (F. Steinhauser). — Gutenberg, B., Internal Constitution of the Earth (F. Steinhauser). — Jeffreys, H., The Earth (F. Steinhauser). — Anales del Departamento de Investigationes Cientificas (D. I. C.) (F. Steinhauser). — Rieth, A., Der Blitz in der bildenden Kunst (H. Israël). — Rössler, F., Untersuchungen an Gummiproben und Registrierballonen (F. Steinhauser). — Bubnoff, S. v., Hydrologie, geologische Struktur und elektrische Leitfähigkeit des Bodens in Norddeutschland (M. Toperczer). — Freisleben, H. C. und G. Prüfer, Kimmtiefenbeobachtungen 1933 bis 1938 und ihr Zusammenhang mit dem thermischen Aufbau der untersten Schichten der Atmosphäre über dem Wasser (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400—500 Seiten vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammen-

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.576.11:551.574.1

(Department of Meteorology, Imperial College of Science and Technology, London.)

Progress in Cloud Physics Research.

A Progress Report on Recent Investigations at Imperial College, London.

By

B. J. Mason.

With 26 Figures.

Summary. This progress report summarises the researches of the cloud physics group at Imperial College during the last four years 1949—1952. It describes work carried out on the following topics: 1. the spontaneous condensation of water vapour; 2. measurements on the concentration and size distribution of sea-salt nuclei over the N. Atlantic and their contribution to atmospheric opacity; 3. laboratory and theoretical studies on the supercooling and freezing of water and aqueous solutions; 4. experimental and theoretical researches on ice crystal growth from the vapour; 5. theoretical computations on the growth of water drops and ice particles in both layer and shower type clouds; 6. studies of the form, structure and development of high-level ice clouds and their formation relative to orographic features; 7. the construction of instruments for precipitation studies.

Zusammenfassung. Der vorliegende Bericht gibt einen Überblick über die Forschungen der Arbeitsgruppe für Wolkenphysik am Imperial College in London während der vier Jahre 1949 bis 1952. Es werden Untersuchungen über folgende Probleme beschrieben: 1. Spontane Wasserdampfkondensation; 2. Messungen über die Konzentration und die Größenverteilung von Meersalzkernen über dem Nordatlantik und über ihren Anteil an der atmosphärischen Trübung; 3. theoretische und Laboratoriumsuntersuchungen über Unterkühlung und Gefrieren von Wasser und wässerigen Lösungen; 4. experimentelle und theoretische Untersuchungen über das Wachstum von Eiskristallen aus der dampfförmigen Phase; 5. theoretische Berechnungen über das Wachstum von Wassertropfen und Eispartikeln sowohl in Schicht- wie in Quellbewölkung; 6. Untersuchungen über Form, Aufbau und Entwicklung von hohen Eiswolken und über die Abhängigkeit ihrer Bildung von den orographischen Verhältnissen; 7. Konstruktion von Instrumenten für Niederschlagsuntersuchungen.

Résumé. Le présent rapport résume les recherches effectuées par le groupe d'étude de la physique des nuages de l'«Imperial College» au cours

des quatre années 1949—1952, et qui ont concerné les domaines suivants: 1. condensation spontanée de la vapeur d'eau; 2. mesure de la concentration et de la distribution de grosseur des noyaux de sel marin au-dessus de l'Atlantique et leur rôle dans le trouble atmosphérique; 3. recherches théoriques et expérimentales sur la surfusion et la solidification de l'eau et de solutions aqueuses; 4. recherches théoriques et expérimentales sur la croissance de cristaux de glace à partir de la phase gazeuse; 5. essais de calcul de l'accroissement de gouttes d'eau et de particules de glace à l'intérieur de nuages stratifiés ou cumuliformes; 6. recherches sur la forme, la structure et le développement des nuages glacés à haute altitude, ainsi que sur le rôle du relief terrestre sur leur formation; 7. construction d'instruments utiles aux recherches pluviométriques.

1. Introduction.

In accepting the editor's invitation to write an account of the researches on cloud physics which have been carried out at The Imperial College during the last four years, I have taken the opportunity of expressing some personal views on research procedure in this subject, thus providing something of the background against which the work has been planned.

Research in cloud physics aims at discovering the nature and relative importance of those physical processes occurring in natural clouds which culminate in the release of precipitation. It follows that ultimately, we must take the free atmosphere as our laboratory and study natural processes, but such is the complexity of natural clouds that we must start with some idea of what to look for and to measure. It is relatively easy to photograph clouds and to equip aircraft with instruments that will measure something; the difficulty lies in deciding what quantities shall be measured and in making sure that the instruments will measure them without ambiguity, in knowing how to analyse and interpret the results, and how to extract from them a deeper understanding of the physical processes. Ambitious projects using aircraft are very costly in both time and money and although in recent years some have provided much valuable data, it seems that much of the effort involved will prove to have been wasted. To some extent this was probably inevitable, but I do feel that progress has been retarded by lack of *integration between flight programmes, laboratory experiments and theoretical studies.* These three aspects should be regarded as integral parts of the whole field, to be studied in parallel to their mutual advantage. When this is done the results obtained in one phase often indicate the next step to be taken in another. Because we have to deal with phenomena on scales ranging from molecular dimensions to those of large cloud systems it is difficult but very important to keep the whole field in view. The macrophysical features of cloud development determine the time-scale of the precipitation mechanisms while these microphysical events in turn, seriously modify the large-scale cloud features; they are interdependent and inseparable. It is therefore important for a researcher to see his particular investigation in its wider context.

There is a tendency for experimenters in this field to refrain from taking an active part in the theoretical development of the subject. This is a pity, because although it is always good fun for an experimenter to "try it and see what happens", more rapid and orderly progress is likely if experiments are designed either to test a theory or hypothesis, or to provide the data for quantitative calculations. This parallel development of theory and experiment is of the greatest value in this complex field where theory is useful not only in interpreting experimental results, but in guiding the choice of decisive experiments, whether these are to be made in the laboratory or the free atmosphere. Moreover, theoretical calculations can often indicate which is likely to be the most important of several possible mechanisms; some of the spirited but wholly qualitative arguments of the last fifty years may now be settled by "putting in some numbers".

Many of the cloud physicist's problems take him into other sciences and it is therefore important for him to keep abreast of allied researches in other branches of physics, in physical chemistry, crystallography, etc. Any paper which throws new light on the properties of the water substance and aqueous solutions, on nucleation, crystal growth, the physics of colloidal suspensions, atmospheric chemistry, atmospheric electricity, etc., is of potential value and should be so regarded. These subjects have already provided us with many valuable clues—a close watch on their progress is almost certain to pay dividends.

Cloud physics itself is in a developmental stage where results of fundamental importance can be still obtained with relatively simple apparatus and mathematical techniques. It is important though that these should be directed towards increasing our understanding of what actually happens in natural clouds and not applied to problems which can have little relevance to atmospheric processes.

The research programme at Imperial College naturally reflects something of the above attitude, but because of the cost and the difficulty of obtaining aircraft facilities, we have been obliged, so far, to give most attention to laboratory and theoretical studies of the basic processes of nucleation, condensation, droplet and ice-crystal growth, precipitation mechanisms, etc. and to observation of clouds from the ground. The results obtained have been invaluable in guiding our plans for field experiments which we hope to carry out on an increasing scale during the next few years. A brief account of the more important recent and current investigations will now be given.

2. Spontaneous Nucleation of Water Vapour.

When air containing supersaturated water vapour is freed from all nuclei and ions, aggregates of the condensed phase can form *only by chance* collisions of vapour molecules; if these aggregates attain a critical size and the supersaturation is maintained, they will survive thermal bombardment by their neighbours and continue to grow. Becker and Döring (1935) treating this as a problem in statistical mechanics calculated

the probability of formation of aggregates of critical size and hence the rate of production of nuclei for development of the liquid phase. Their expression predicts that droplets should appear at the rate of 1 $cm^{-3}\,sec^{-1}$ when the saturation ratio exceeds a value of 5. This has been confirmed experimentally by the expansion chamber experiments of FREY (1941) who also found that with increasing supersaturation (as normally calculated), the droplet concentration increased continuously—rapidly at first, then more slowly—until it finally became constant at a value of about $2 \cdot 10^6/cm^3$ for a nominal saturation ratio of about 14; this result had not been predicted by theory.

This spontaneous condensation of water vapour during an adiabatic expansion has been treated theoretically by MASON (1951a) who derived the following equation for the growth rate of a droplet in an atmosphere of given supersaturation and temperature:

$$\left[\frac{J L^2 M \varrho}{K R T^2} + \frac{\varrho R T}{D M p_s(T)}\right] r \frac{dr}{dt} = \frac{p}{p_s(T)} - 1, \qquad (1)$$

where r and ϱ are the radius and density of the droplet, L the latent heat of evaporation, J the mechanical equivalent of heat, K the thermal conductivity of air, D the coefficient of diffusion of water vapour in air, R the gas constant, M the molecular weight of water, p the vapour pressure in the environment and $p_s(T)$ the saturation vapour pressure at the temperature T of the environment. $p/p_s(T) - 1$ is therefore the supersaturation of the environment and $p/p_s(T)$ the saturation ratio.

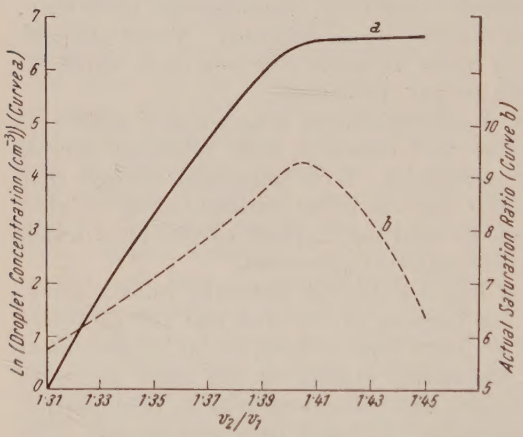

Fig. 1. Calculated values of the droplet concentration and supersaturation as a function of the expansion ratio. Curve *a* Droplet concentration. Curve *b* Saturation ratio. (Reproduced by courtesy of the Physical Society, London.)

This equation was used in conjunction with the BECKER-DÖRING theory of nucleation to calculate the supersaturation and the concentration of droplets at successive time intervals during a cloud-chamber expansion. The rate of increase of supersaturation was found to fall off with time because of the vapour removed and the latent heat liberated during condensation. The theory shows that the supersaturation attains a maximum, and the droplet concentration a sensibly constant value before the end of a large expansion. The computed value of this maximum droplet concentration was in acceptable agreement with that observed by FREY as shown in Fig. 1.

3. Measurements on Condensation Nuclei over the North Atlantic.

a) Measurements of Total Nucleus Populations.

Measurements of total concentrations of condensation nuclei and of the concentration and size-distribution of the larger sea-salt nuclei have been made by MOORE (1952, 1953) on board an Ocean Weather Ship in the North Atlantic for periods of a month each during 1951 and 1952.

The total concentrations of atmospheric condensation nuclei as measured with an AITKEN counter are shown in Table I.

Table I. *Total Concentrations of Nuclei at O. W. S. Station "Item".*

Concentration (per cm^3)	< 100	101—200	201—500	501—1000	> 1000
No. of occasions (1951)	2	5	6	8	6
No. of occasions (1952)	0	4	25	8	2

Concentrations

	Average	Maximum	Minimum
1951	703	2460	77
1952	445	2500	116

An association between the total concentration of nuclei and the intensity of vertical mixing is shown in Table II where the nucleus counts are grouped according to cloud type. The smallest populations existed under conditions of convective activity (Cu or Cb), highest counts with stratus clouds and intermediate concentrations with Sc or a mixture of Cu and Sc.

Table II. *Total Nucleus Concentrations Grouped according to Cloud Type.*

Cloud Type	St.		Sc or Sc & Cu		Cu or Cb	
	1951	1952	1951	1952	1951	1952
No. of observations	7	8	11	27	9	4
Average concentrations (cm^{-3})	1280	694	625	383	354	366
Highest concentration	2460	2500	1490	705	740	490
Lowest concentration	290	204	132	116	77	220

No significant correlation was found between the total nucleus populations and either wind speed or wave height.

b) Measurements on Large Salt Nuclei.

Large nuclei consisting of droplets of sea spray were caught on glass strips or rods coated with magnesium oxide, the diameters of the drops being deduced from measurements of the craters produced in the oxide

film. At relative humidities less than 80 per cent the mass of salt in each drop was calculated on the assumption that at the moment of impact each drop consisted of sea-salt solution saturated with NaCl. Also, measurements of nuclear mass were made using Drifilm-coated glass strips and the isopiestic method of WOODCOCK and GIFFORD (1949). In strong winds the strips were exposed on a wind vane but at low wind speeds they were fixed across the intake of a suction pump. The three techniques gave consistent results.

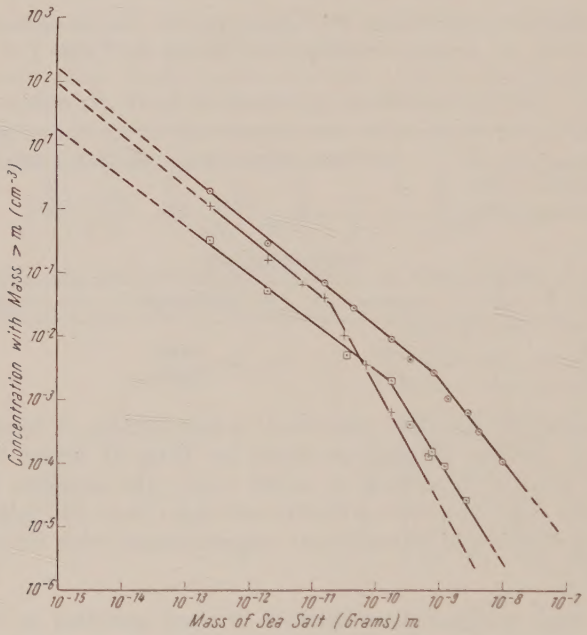

Fig. 2. The mass distribution of sea-salt nuclei at different wind speeds and wave heights.

Wind speed:	Wave height:
⊙——⊙ 30 knots = 15 m/s,	12 ft = 3,6 m,
□——□ 15 knots = 7,5 m/s,	5 ft = 1,5 m,
+——+ 6 knots = 3 m/s;	8 ft = 2,4 m.

The concentrations of all nuclei of mass greater than $6 \cdot 10^{-13}$ g were found to increase at higher wind speeds, this tendency being more marked for the larger nuclei. Examples of size distribution curves for the sea-salt nuclei at different wind speeds are shown in Fig. 2. The smaller nuclei were found to obey a size-distribution law of the form $n = A\, m^{-0,75}$ ($m < m_c$), where n is the concentration of nuclei of mass greater than m and A is a constant for a given sample. The larger nuclei ($m > m_c$), however, obey a law of the form $n = B\, m^{-b}$ where b takes values between $^4/_3$ and 2 according to the wind speed. The transition between these

two modes takes place at values of $m_c < 10^{-10}$ g at wind speeds less than 8 m sec^{-1} and $> 10^{-10}$ g at speeds in excess of 10 m sec^{-1}. This suggests that the two groups of nuclei may be produced by different mechanisms, a view which receives some support from the fact that the concentration of the larger nuclei ($m > 5 \cdot 10^{-9}$ g) increases markedly with height of the waves (Fig. 3) and also when "white horses" appear at wind speeds greater than 8 m sec^{-1}. An alternative interpretation may be sought in the preferential loss of the larger nuclei by sedimentation.

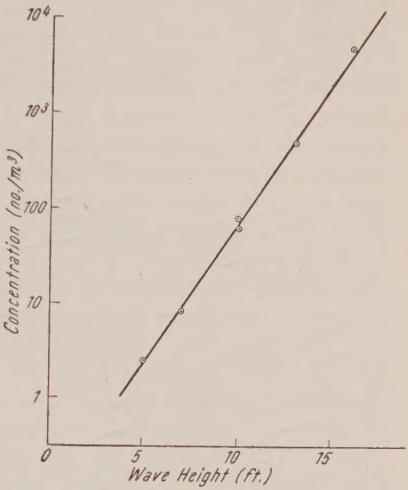

Fig. 3. Concentrations of salt nuclei of mass $> 5 \cdot 10^{-9}$ g as a function of the wave height. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

c) Contribution of Large Nuclei to Atmospheric Opacity over the Ocean.

In order to estimate the contribution which nuclei of oceanic origin might make to visibility over the open sea and in view of the strong correlation between the concentration of large nuclei and the wind speed, MOORE has investigated how the visibility (or opacity) as estimated on Weather Ships varies with wind speed. Because of an expected correlation between wind speed and humidity, it appeared desirable to fix one of the three variables and look for a relationship between the other two. Accordingly, observations of visibility made daily at 12 GMT at Weather Ship Stations "Item" and "Jig" from 1947 onwards were grouped according to values of relative humidity. At relative humidities less than 75 per cent, the opacity due to droplets remained sensibly constant at 1.7 neb/km, for wind speeds up to 7 m sec^{-1}, after which it increased with wind speed to about double this value for winds of 20 m sec^{-1} (at higher speeds the effect of large spray drops on visibility becomes important).

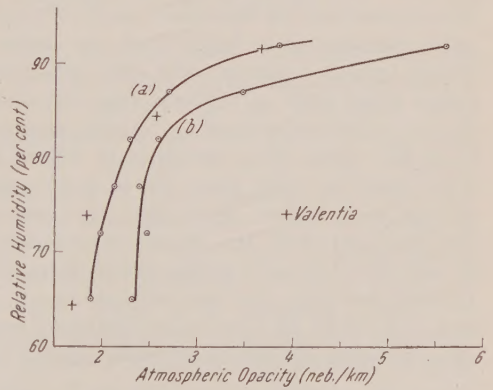

Fig. 4. Variation of atmospheric opacity, expressed in nebules/km, with relative humidity for: *a* wind force 0–4 (Beaufort scale), *b* wind force 5–7 (Beaufort scale). (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

Furthermore, an increase of opacity with wind speed was found at all humidities, a result which is at variance with the conclusions of other workers who have not separated from their data the negative correlation between wind speed and humidity.

Using the Weather Ship observations MOORE has plotted in Fig. 4 the relationship between opacity and humidity for occasions when the wind force was a) 0 to 4, b) 5 to 7 Beaufort scale. For the lower wind speeds the curve agrees quite well with WRIGHT's (1940) analysis of the Valentia observations for winds blowing off the ocean, indicating that such a curve represents the average residual opacity for the eastern North Atlantic. The concentrations of nuclei of $m > 3 \cdot 10^{-13}$ g observed by MOORE can account for only about 25 per cent of this opacity suggesting that smaller nuclei must contribute the other 75 per cent; it appears, moreover, that these smaller nuclei would have to obey a size distribution law different from that followed by the smaller group measured by MOORE. The increase of opacity with wind speed as indicated by the horizontal displacement of the curves in Fig. 4 can be accounted for in terms of the greater numbers of sea-salt nuclei found by MOORE. Thus it appears that the changes of opacity with wind speed can be accounted by by enchanced production of salt nuclei but the residual opacity is due to smaller nuclei, the concentrations of which, according to the AITKEN counts, do not vary appreciably with wind speed.

d) Origin of Condensation Nuclei Found over the Ocean.

MOORE finds that the concentrations of salt nuclei of $m > 6 \cdot 10^{-13}$ g increase with wind speed but rarely exceed $2/cm^3$. The total nucleus concentrations, on the other hand, do not vary appreciably with either wind speed or wave height and are of the order a few hundreds per cm^3. These results together with the indications that the great majority of nuclei must obey a different size distribution law from that followed by the salt nuclei measured by MOORE, suggest that they are either produced from the ocean by a mechanism whose intensity is independent of the wind speed or that they are of land origin. The fact that the AITKEN counts were higher when the wind was blowing from the direction of the land supports the second hypothesis, additional support for which is provided by some rather crude calculations on the turbulent diffusion of particles from the land treated as an area source which indicate that concentrations of the order $1000/cm^3$ may be expected over the ocean at a distance of 250 miles downwind of the coast.

4. Nucleation of Supercooled Water and Initiation of the Ice Phase.

a) Spontaneous Nucleation of Supercooled Water.

A number of experimenters have reported on the possibility of supercooling small droplets of pure water ($r < 10\,\mu$) to about $-40°$ C before freezing occurs. As foreign nuclei are excluded it seems that aggregates

of the ice phase must be formed by chance associations of the molecules in the supercooled water (i. e. homogeneous or spontaneous nucleation). An expression for the rate of production of nuclei of critical size in a supercooled liquid, J cm^{-3} sec^{-1}, has been given by TURNBULL and FISHER (1949), and in the case of supercooled water, may be written [MASON (1952a, b)],

$$\log J = 32.84 + \log T - \frac{U}{2.303\,KT} - \frac{760\,\sigma^3}{(T_0 - T)^2\,T}, \qquad (2)$$

where U is the activation energy for self-diffusion of a molecule in the liquid, σ the specific surface energy of the crystal-liquid interface, T the absolute temperature, and $T_0\,(= 273^\circ\,\mathrm{K})$ the thermodynamic freezing-point.

MASON has made a crude theoretical estimate of $\sigma = 22$ erg cm^{-2}. Using this value and $U = 3.3 \cdot 10^{-13}$ erg, equation (2) predicts that at -40° C, in a droplet of radius $10\,\mu$, a nucleus of critical size will, on average be formed after 0.26 and at -41° C after 0.03 sec. The probability of a droplet freezing at a given temperature will be proportional to $t\,v$, where t is the time for which the temperature persists and v is the droplet volume. Although these times are in good agreement with observations made on the freezing of small droplets during a cloud-chamber expansion this is largely fortuitous, since a 10% error in the calculated value of σ can change these times by a factor of about 10^5! However if we differentiate (2) with respect to temperature we obtain

$$\frac{d}{dT}(\log J) = \frac{1}{T} + \frac{U}{2.303\,KT^2} - \frac{760\,\sigma^3\,(3\,T - T_0)}{(T_0 - T)^3\,T^2}. \qquad (3)$$

At -40° C, $d(\log J)/dT = -0.93$, showing that the nucleation rate should increase about nine-fold for each degree fall in temperature around -40° C. This result is much more reliable than the calculated value of the absolute nucleation rate (J), since an error of $\pm 5\%$ in the value of σ would cause this factor to vary between 12 and 7 only. MASON has confirmed this theoretical predication experimentally by observing the crystallisation of small droplets of supercooled water suspended in air. A dense fog of small droplets ($r \simeq 5\,\mu$) was made by evaporating water into a thermostatically controlled refrigerator held at -10° C. The air was chilled locally to about -40° C by dragging a cold test body through the cloud, the surface temperature of which was measured by a thermocouple, the reference junction of which was placed in melting mercury (-38.9° C). The numbers of ice crystals produced in the wake of the test body, when the latter was cooled to successively lower temperatures was observed in the beam of a high-pressure mercury arc, the cloud being renewed for each observation. A thin sheath of air in immediate contact with the surface of the cold body was thus suddenly cooled from -10° C to about -40° C, producing a very dense cloud of tiny droplets ($r \simeq 1\,\mu$) *by spontaneous condensation*. When these droplets froze they grew rapidly and were observed as glittering ice crystals, if

not they quickly evaporated. With the surface of the test body at — 39° C and this temperature persisting for about 1 second, the tiny droplets produced in its wake evaporated very quickly and only a few ice crystals were observed. These probably resulted from the nucleation of the larger drops in the original cloud. At — 40° C the number increased about ten-fold, at — 41° C by about ten-fold again, while at — 42° C the whole cloud was transformed very rapidly into myriads of ice crystals, indicating that the spontaneously formed droplets were now freezing. These observations confirmed that the spontaneous nucleation rate does increase very rapidly with temperature around — 40° C as predicted by equation (3).

It appears that the spontaneous crystallisation of a supercooled droplet is a statistical phenomenon, the probability of nucleation depending on the droplet volume, its temperature and the time for which it is held at this temperature. Mason points out that the difference between the critical temperatures for the spontaneous appearance of ice crystals quoted by Schaefer (— 38.9° C) and the Oxford workers (— 41° C) can be explained by the differences in their experimental conditions.

We must infer from these experiments that droplets will not persist in the super-cooled state at temperatures lower than — 40° C in the atmosphere. There is evidence, however, that some cirrus clouds and especially mother-of-pearl clouds form at considerably lower temperatures, presumably because the air is originally so dry that condensation cannot occur until the temperature falls below — 40° C. At temperatures below about — 80° C, which may prevail in mother-of-pearl clouds, Mason suggests that the condensate may be a "glassy ice" which crystallises only slowly.

b) The Nature and Mode of Action of Atmospheric Ice Nuclei.

During the last decade several investigations have been made into the properties and behaviour of ice-forming nuclei. Two main experimental techniques have been adopted: observation of the condensation products formed on a chilled metal plate with reference to its temperature, and of the sequence of water droplet and ice crystal formation in air cooled at a known rate in an expansion chamber with reference to the final temperature and humidity of the air. (For a review of these experiments see Mason and Ludlam 1951.) The results of these experiments and of various laboratory investigations on the supercooling of water and aqueous solutions in bulk have been examined by Mason (1950) with a view to deducing the nature of atmospheric ice nuclei.

The experimental evidence shows that ice crystals do not form when the air is cooled to its frost point but only when the dew point is approached. This strongly suggests that true sublimation nuclei, i. e. those which *ab initio* allow direct sublimation of water vapour into crystalline form on their surfaces, are almost completely absent in the atmosphere and that the presence of liquid water is a necessary intermediate stage. It may be sufficient for the liquid to exist as a thin film or to form in the

pores of the substrate by capillary condensation, in which case it may do so before the air becomes saturated with respect to a plane water surface. Once the liquid water has frozen, the ice deposit so formed, can of course, continue to grow by sublimation.

Mason (1950) deduced from the experimental results the existence of three main types of nuclei which were broadly effective in the temperature ranges 0° C to — 32° C (Findeisen "Type 1" nuclei), — 32° C to — 41° C ("Type 2" nuclei) and those acting at just below — 41° C (spontaneous nucleation). It was suggested that the Type 1 nuclei consisted of solid insoluble particles which produced ice crystals by the freezing of supercooled liquid water. The Type 2 nuclei were considered to consist of solution droplets formed by condensation on salt nuclei, freezing of which occurs at a temperature determined by the rate of cooling and the size of the droplet as they affected the concentration of the solute.

These ideas have been further developed by Mason (unpublished) where some indirect evidence is given to support the theory that solid insoluble particles are the most efficient ice nuclei in natural clouds. Aircraft observations show that ice crystals rarely appear in supercooled clouds unless their tops are colder than — 12° C and this is about the threshold temperature for the production of ice crystals by soil particles and mineral dusts in model laboratory clouds. More direct evidence comes from the detection of comparatively large insoluble particles at the centres of snow crystals (Kumai, 1951) and in crystals from cirrus clouds (Weickmann, 1947). Mason suggests that a solid particle initiates freezing by allowing water molecules to become firmly attached to its surface. A molecular aggregate built up in this way will not only be bound by the surface force field of the particle but will have a smaller surface area subjected to thermal bombardment than will a spontaneously formed aggregate; it will therefore have a higher probability of attaining a critical size above which it may nucleate the ice phase. The efficiency of a solid particle as an ice nucleus will be largely decided by the configuration of its surface force field which will determine the ease with which successive molecular attachments can be built up in the form of an ice lattice. It seems likely that the size of the particle will affect the freezing temperature only in that, in general, a larger particle will have a higher probability of possessing a favourable site for nucleation, e. g. an exposed step or a dislocation.

Atmospheric aerosol also contains droplets of salt solutions (e. g. NaCl, $MgCl_2$, NH_4Cl) and various acidic nuclei e. g. H_2SO_4, HNO_2, HCl etc. It is well known that the presence of certain dissolved salts causes a lowering of the freezing point of water and experiments made by Hollstein (1947), and by Bigg in this laboratory, have shown that in the case of NaCl the freezing point is continuously depressed as the concentration of the salt is increased. It appears that ice or salt will separate out from a cooling solution only if there are foreign nuclei on which the ice and/or salt crystals can form, unless sufficiently low temp-

eratures or high concentrations are reached at which the solid phases can arise spontaneously. The lowest temperature to which Hollstein was able to supercool NaCl solution in bulk was — 40° C but Mason and Shaw (unpublished) have been able to cool droplets of very concentrated solution to — 55° C without ice separation, although salt crystals were precipitated at about — 43° C. It appeared that the salt crystals separated from the supersaturated solution more readily than could ice, probably because the high concentration of salt molecules and ions prevented the water molecules from forming an ice lattice. This suggests that nucleus droplets of NaCl may exist in the atmosphere at temperatures below — 40° C, but once they become involved in droplet formation the dilution of the salt is so high that its effect on the freezing temperature of the droplet is probably rather small.

Some new light has been thrown on the factors influencing the freezing of droplets in supercooled clouds and on the interpretation of the Findeisen and Schulz experiments by the investigations to be described in the next section.

c) Experiments on the Freezing of Supercooled Water Drops.

Some recent experiments have been made in this laboratory by Bigg (1953a) to establish a statistical relationship between the size of a drop of purified water and its freezing temperature. The water was high-grade conductivity water freed from dust and stored in a plastic bottle from which small drops could be forced through a fine nozzle into a glass dish containing an immiscible liquid. The drops being suspended in another liquid were protected from infection by atmospheric impurities and also from infection by dendrites shooting out from neighbouring frozen drops. The dish was placed in a cold chamber with a mirror below it reflecting a parallel light beam directed from above to the screen of a projection telescope. Calibrated squares on this screen corresponded to 20 μ squares at the surface of the dish. The telescope could be traversed to scan a field of view about 20×5 mm and a thermocouple with its hot junction in melting ice was placed centrally in this area. The procedure was to map out the locations and diameters of all the drops and then to note the temperature at which each froze. Freezing appeared instantaneous, the brilliant image of the lamp in an illuminated drop being extinguished as the sphere of opaque ice formed. Slow cooling (about 0.5° C/minute) was accomplished by conduction from the mirror and by the cold air flowing over and around the dish.

The effect of the surrounding liquid on the freezing of the drops was investigated by suspending drops of 1 mm diameter at the interface of CH_2Cl_2 and liquid paraffin, amyl acetate and toluene, also at the interface of CCl_4 and the same three liquids. About 50 drops were observed in each case with constant cooling rate; the mean freezing temperature was within 1° C of — 23.8° C in every case. It was then found that drops placed on a Drifilm-coated glass slide and covered with liquid

paraffin also froze at this temperature. These results indicated that it was reasonable to suppose that the observed freezing temperature was a property of the water and not of the surrounding medium. The last method being the most convenient was used in subsequent experiments except in the study of very large drops which were suspended at the interface of CCl_4 and paraffin.

A large number of observations of the freezing temperature of drops of various sizes was made and divided into groups according to drop diameter, each group containing not less than 100 observations. The

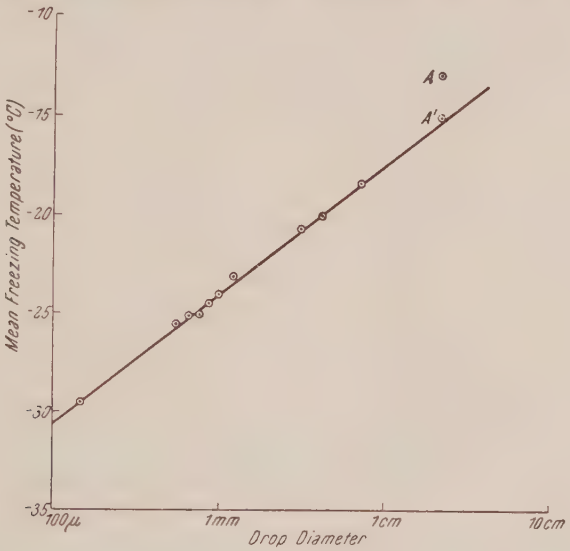

Fig. 5. The mean freezing temperature of water drops as a function of their diameter.

mean temperature of freezing for each group was taken as the temperature below which half of the drops froze. This mean freezing temperature was plotted against drop diameter as shown in Fig. 5. It will be seen that within the range of diameters considered, the logarithm of the diameter (and hence the volume) is directly proportional to $(T - T_0)$, where T is the observed freezing temperature and $T_0 = 273°$ K. The point A' is the value of A reduced to the same rate of cooling used for all the other drop sizes.

The dependence of the freezing point of a drop on its volume having been established, the freezing point of any drop may now be reduced to the equivalent freezing temperature of a drop of standard size. The frequency with which drops freeze as a function of temperature can then be computed. Fig. 6 embodies the results of 1089 observations for which the temperature interval is 0.3° C. The distribution falls off less steeply than a Gaussian distribution. The integral of this curve gives the pro-

bability that a drop will freeze at a temperature ΔT from the mean, and is shown in Fig. 6 by the dashed line.

With the scatter in freezing temperature shown in Fig. 6 it is perhaps not surprising that investigators using only a few samples of water have failed to find a dependence of the freezing temperature on the rate of cooling. This effect has been investigated by encasing the drop container in a block of ice and placed in a refrigerator. With this arrangement the cooling rate could be made uniform at 3° C/hour. The mean freezing point of 164 drops of 1 mm diameter was then found to be — 21.8° C. i. e. 2° C higher than the mean freezing point for a cooling rate of 0.5° C/min, an elevation far too great to be explained by experimental error. The cooling rate therefore has a small but real effect on freezing, deeper supercooling being possible with faster cooling rates.

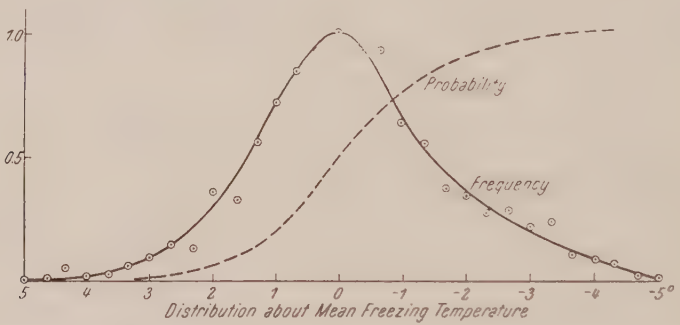

Fig. 6. The distribution of freezing temperature of water drops of standard size about a mean freezing temperature.

We have seen that the volume of water, its temperature and the length of time for which it has been cooled, all influence the chance that it will freeze. We must now attempt to find a relationship between these which will allow us to check for mutual consistency in the results.

Let us consider an elemental volume of the liquid δV and suppose that the probability of freezing initiating in it in time δt is $W(T_0 - T. \delta V, \delta t)$, where T is the temperature and T_0 is 0° C. For convenience, we shall write $T_0 - T$ as T_s, the degree of supercooling.

Now the probability that an event having a chance of occurrence W in a single trial will not have occurred after n trials is $(1 - W)^n$. Consequently, in the case in which we are interested, the probability $P(T, V, t)$ that freezing will occur in a volume V and time t is given by:

$$1 - P = (1 - W)^{\frac{V t}{\delta V \delta t}}$$

or

$$\ln (1 - P) = \frac{V t}{\delta V \delta t} \ln (1 - W).$$

If W is very small compared with unity

$$\ln (1 - P) = - \frac{V t W}{\delta V \delta t}. \tag{4}$$

In discussing the above experiments where temperature is a function of time, because W is a function of temperature it is necessary to proceed somewhat differently. In n successive trials for which the probability of freezing has consecutive values W_1, W_2, ... W_n, the chance that freezing will not occur is:

$$1 - P = (1 - W_1)(1 - W_2) \ldots, (1 - W_n).$$

If all the values W_1 to W_n are very much less than 1,

$$\ln (1 - P) = - \sum_{i=1}^{n} W_i. \tag{4a}$$

Suppose that cooling takes place uniformly. Then we can write $\alpha t = T_s$. Now

$$n = \frac{V dt}{\delta V \delta t} = \frac{V dT_s}{\alpha \delta V \delta t}$$

and equation (4a) becomes:

$$\ln (1 - P) = - \frac{V}{\alpha \delta V \delta t} \int W dT_s. \tag{4b}$$

Let us write $\int \frac{W dT_s}{\delta V \delta t}$ as I. Then Fig. 5 allows I to be determined as it shows the freezing temperature corresponding to a given drop volume for $P = {}^1/_2$. Thus $I = - \alpha \ln {}^1/_2 / V$.

It can be seen from Fig. 5 that $- \ln V = K T_s - b$, where K and b are constants. $K = 6.9\ 6.8 \simeq 1.0$, $b = 16.2$. Then, in the experimental range,

$$I = 5.2 \cdot 10^{-10} \exp T_s.$$

The boundary conditions are that $P = 0$ when $T_s = 0$ and therefore $I = 0$. The correct form is therefore

$$I = 5.2 \cdot 10^{-10} (\exp T_s - 1).$$

Now $\frac{W}{\delta V \delta t} = \frac{\partial I}{\partial T_s} = 5.2 \cdot 10^{-10} \exp T_s$; thus by substitution in Eq. (4) the probability of a droplet of volume V freezing in time can be calculated.

The probability curve of Fig. 6 can now be calculated from Eq. (4b): agreement between the observed and calculated curves is good, indicating mutual consistency in the experimental results. Having established this internal consistency for drop diameters ranging from 2 cm to 50 μ it appears permissible to extrapolate Eq. (4) to smaller droplets. Table III shows the calculated fraction of cloud droplets which would freeze as a function of the temperature in the neighbourhood of -40° C and of the time.

Table III. *Number of ice crystals produced per 100 droplets.*

Duration of cooling	0.1 sec			1 sec		
Droplet diameter (μ)	5	10	20	5	10	20
Temperature °C — 38	0	0	1	0	1	7
— 39	0	0	2	0	2	18
— 40	0	1	5	1	6	40
— 41	0	2	14	2	17	61
— 42	1	5	31	6	38	98

These values may be compared with the experiments of Schaefer, Mason and the Oxford workers mentioned in Section 4 a where air containing several hundreds of droplets/cm³ of $d \simeq 10\,\mu$ were cooled for times varying from about 0.1 to 1 second. Table III shows that an observable number of ice crystals would occur at temperatures between — 39° C and — 42° C depending on the droplet size and the duration of the cooling.

Equation (4) may also be used to calculate the number of droplets which would freeze in a stable layer cloud in which a given volume may have a rather long life at approximately constant temperature. If we assume the droplets to be of equal size, then we can write the volume of each drop as $V = w/N$ where w is the liquid water content and N the number of droplets for unit volume. We can find the temperature at which there will be one ice crystal per unit volume by writing $\ln (1 - P) = -P$ and $1 = N\,P = \frac{w\,t\,W}{\delta V\,\delta t} = 5.2 \cdot 10^{-10}\,w\,t \exp T_s$. The results of such a calculation are shown in Table IV.

Table IV.

Time	Liquid Water Content g/m³	Concentration of Crystals		
		1/m³	1/litre	1/cm³
1 sec	0.1	— 24° C	— 31	— 38
1 sec	1.0	— 21	— 28	— 35
1 min	0.1	— 20	— 27	— 33
1 min	1.0	— 17	— 24	— 31
1 hour	0.1	— 15	— 22	— 29
1 hour	1.0	— 13	— 20	— 27

This table indicates that crystals produced by the freezing of droplets will not occur in concentrations exceeding 1/litre unless the temperature falls below — 20° C. Evidence has already been quoted that suggest that ice crystals occur in significant concentrations for precipitation release at — 12° C and some crystals have been observed in natural clouds at — 6° C. It appears, therefore, that there are present in the atmosphere agents which will promote freezing of cloud droplets in higher temperatures than would be expected from Bigg's experiments on purified water.

d) A New Interpretation of the Findeisen-Schulz Experiments.

On the basis of his experiments on the freezing of droplets Bigg has arrived at a new interpretation of the results of the expansion chamber experiments of Findeisen and Schulz (1944) and Schulz (1947). In these experiments air was cooled in large expansion chambers at equivalent vertical speeds of 5 to 100 m sec^{-1} and the concentration of ice crystals was observed as a function of the final temperature and the rate of cooling. It was found that the number of ice particles increased steadily from about 1 per 10 m^3 at — 12° C to about 1/litre at — 30° C. In this temperature range, the threshold temperature for the appearance of crystals decreased with increasing rates of expansion. In this regime the appearance of crystals was attributed to the activity of "Type 1" ice nuclei.

When the temperature fell below about — 32° C the concentration of ice crystals increased almost one thousand-fold to about 1/cm^3. The temperature at which this sudden increase occurred was higher for increased rates of cooling and the responsible nuclei were termed "Type 2" nuclei.

The vessel used by Findeisen and Schulz had a depth of 2.5 m. A little consideration shows that practically all of the original drops must have fallen out during the slow expansions and that thereafter a new population of droplets must have arisen as the cooling of the air was continued. These latter will be smaller than the original droplets because of their shorter existence and the smaller amount of water made available at the lower temperatures.

Bigg (1953b) assumed that the dew point of the air was 7.5° C, the droplet concentration at the beginning of the condensation process was 1000/cm^3, and calculated the droplet volumes (assumed equal) as a function of time, from the liquid water released during the expansion. Assuming that there was sufficient turbulence in the chamber to produce a uniform spatial distribution of drops he was able to calculate the rate at which they settled out and hence the concentration of drops in the experimental space as a function of time and therefore of temperature. The probability of freezing having been calculated from Eq. (4b) it was possible to estimate the concentration of crystals as a function of the temperature for a given constant rate of cooling. The arbitrary assumption was made that when the concentration of the droplets in the initial cloud fell to 1/cm^3, new nuclei were activated so that the liquid water content remained constant.

The results of the calculations for cooling rates of 5 m sec^{-1} and 20 m sec^{-1} together with the Findeisen and Schulz experimental curves are shown in Figs. 7 and 8. The calculated curve, especially that for the lower rate of cooling is of the same general form as the experimental curve, which suggests that the rather sudden rise in the number of ice particles observed at temperatures below — 30° C may be due mainly to the physical limitation of the apparatus rather than the activation of a new type of ice nucleus. New *condensation* nuclei are activated in

the chamber in this regime but merely because the original droplets have fallen out. It appears then, that considerable caution must be exercised in interpreting the nature and mode of action of atmospheric ice-forming

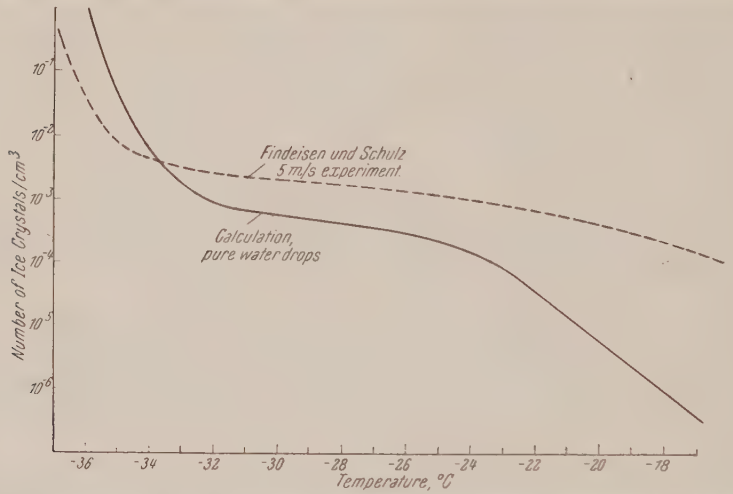

Fig. 7. The experimental curve of FINDEISEN and SCHULZ showing the concentration of ice crystals as a function of temperature with an expansion rate of 5 m/sec and the curve calculated by BIGG according to the probability theory of droplet freezing with allowance being made for the sedimentation of droplets in the experimental chamber.

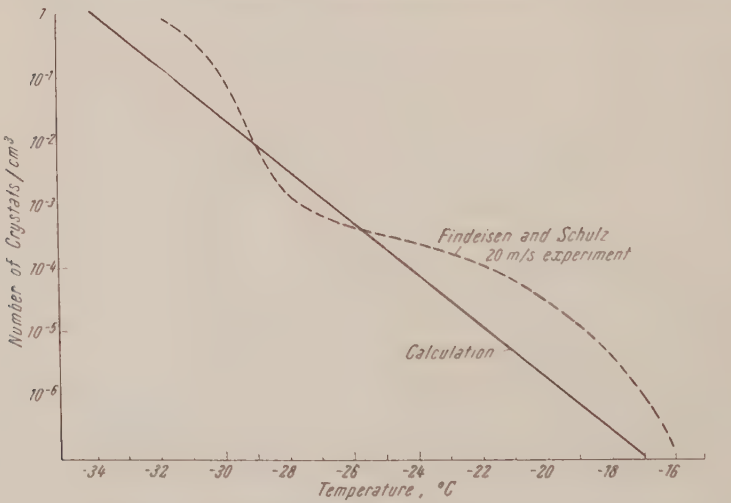

Fig. 8. As for Fig. 7 with the expansion rate increased to 20 m/sec.

nuclei from these expansion chamber experiments. To simulate conditions in the atmosphere it may be necessary to use *very* large chambers. It will be observed from Fig. 7 that the temperatures at which a given

concentration of nuclei are observed are consistently higher than the calculated values. This again suggests that there are present in the atmosphere nuclei which can initiate crystallisation of droplets at higher temperatures than would be predicted from Bigg's experiments with purified water. At temperatures below about -30° C, however, the action of such foreign freezing agents may be masked by the freezing of appreciable quantities of uninfected droplets.

e) The Supercooling and Freezing of Ionic Solutions.

Mason (1950) suggested that in solutions of electrolytes freezing may be initiated by the aggregation of water molecules around solute ions.

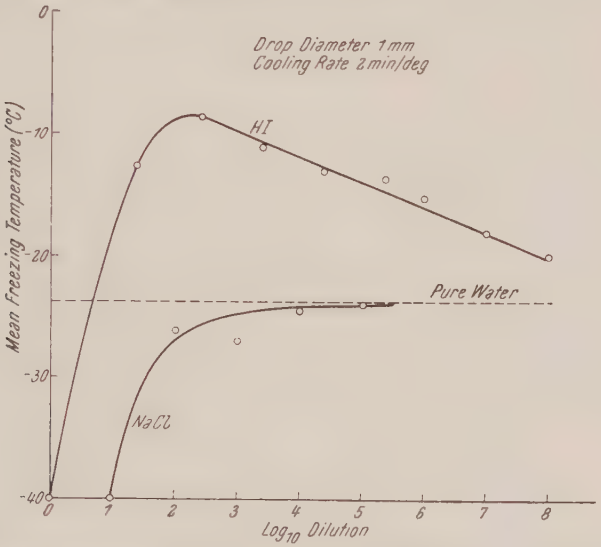

Fig. 9. The freezing temperatures of 1 mm drops of HI and NaCl solutions as a function of dilution.

A cluster of water molecules strongly bound to an ion under the influence of its surface force field will tend to be stable against thermal bombardment and additional molecules may become attached to form a nascent ice-forming nucleus.

Experiments to test this hypothesis have been made by Bigg (to be published) using the same technique as described above for highly purified water. Solutions were made from this same water and analytical quality chemicals and the freezing of drops of diameter 0.4 to 2 mm was observed as before.

So far, the variations of freezing point with concentration of solute has been determined only for hydrogen iodide (HI) and NaCl which provide examples of substances which affect the freezing temperature in quite different ways. Fig. 9 shows the mean freezing temperature for 1 mm drops of various dilutions in which a dilution of 1 means one

molecule of solute to one molecule of water. For HI it can be seen that the mean freezing temperature increases linearly with the logarithm of the concentration of foreign ions to a point where there is one hydrogen ion to 160 water molecules. On the other hand, for NaCl the mean freezing temperature *decreases* with increasing concentration of ions—slowly at first but very rapidly when the concentration exceeds 1 sodium ion to 100 water molecules. In both cases, very concentrated solutions cause large depressions of the freezing point.

A large number of solutions have been tested at a concentration of one solute molecule to 1000 water molecules. The results for drops of 1 mm diameter can be summarised as follows:

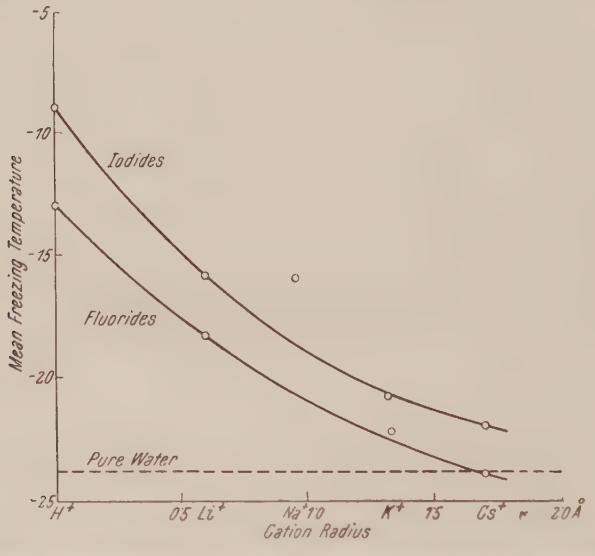

Fig. 10. The mean freezing temperature of 1 mm drops containing iodides and fluorides as a function of the radius of the cation.

a) Common inorganic acids produce elevation of the freezing point. The elevation in degrees C is shown in brackets. HI(14), HF(11), HNO_3(3), HCl(7).

b) Lithium salts cause an appreciable elevation: Li_2SO_4(9), LiI(8), LiF(7), LiOH(4), LiCl(2), LiBr(1).

c) Some sodium, potassium and caesium salts cause an elevation (notably the iodides) but others give a small depression. NaI(8), NaOH(2), KI(3), KF(1.5), CsI(2) — elevation, CsF(— 0.2), $BaCl_2$(— 0.5) — slight depressions.

d) Ammonium salts give a marked elevation, e. g. NH_4I(12), NH_4NO_3(9), NH_4Cl(6.5).

If the surface force field of the ion were an important factor in determining its efficiency as a centre of ice nucleation one could reasonably

expect a close correlation between the freezing temperature and the radius of the responsible ion. Such a correlation has been found between the radius of the cation and the freezing temperature when the anion is iodine or fluorine as shown in Fig. 10. A similar relation exists for anions F-, Cl-, Br-, in many but not all of the substances so far tested. The I-ion however, which is the largest ion with the weakest field shows a marked tendency to elevate the freezing temperature more than the others. Thus it appears that the strength of the surface force field of the ion is not the only relevant parameter: the shape, electrical configuration and other properties of the ions which may affect the ordering of the water molecules into an ice lattice are doubtless important. It is hoped that more light will be shed on these factors by more experiments on a wide range of ionic solutions. The anomalous behaviour of some ions may mean that the cations and anions do not act independently.

The shape of the curves shown in Fig. 9 calls for some comment. Bigg suggests that for HI any of the free ions in dilute solution can cooperate in spreading the ice lattice, and providing that they do not interfere with one another, an increase in concentration is merely equivalent to an increase in volume in pure water. The part of the curve to the right of the maximum should therefore obey a logarithmic law as in Fig. 7, which is in fact, the case. The steep part of the curve on the left of the maximum is interpreted as the situation in which the ions have commenced to compete with their neighbours for water molecules and are prevented from coalescing by their now unsaturated fields. For NaCl it seems that the ions do not take part in the ice formation, but merely act in reducing the numbers of free water molecules available.

f) Chemical Seeding of Supercooled Clouds.

In Section d) we have seen that certain chemicals cause a considerable elevation of the freezing point of water and consequently we should expect them to act as relatively efficient seeding agents.

Quantitative measurements have been made by Bigg with apparatus described in Section d), the projection telescope now being focussed on a glycerol-coated mirror placed on the bottom of the cold chamber. The number of ice crystals falling on 1 mm² of the mirror was counted visually. Warm, moist air was blown continuously into the chamber during the observations; if this were not done, the first crystals formed quickly depleted the cloud and prevented those formed later from growing, The temperature of the cloud was measured by a thermocouple. The maximum temperature variation within the box (excluding the top 5 cm) was 1° C and the maximum drift during a 5 minute experiment was + 1° C. The chemical under test was dissolved in a volatile liquid such as acetone, the concentration of the solution being carefully measured. A drop of standard size produced from a microburette and placed on either a nickel wire or on the electrodes of an electric arc. The chemical

was dispersed in the cloud by heating the wire or firing the arc and was distributed uniformly by the turbulence.

A special study has been made of silver-iodide. The rate at which ice crystals were precipitated depended on the density of the cloud (greatest for the densest fogs) and the rate at which the vapour was supplied. For a given amount of seeding agent the total number of ice crystals precipitated was a linear function of the amount by which the temperature exceeded -10.5° C. (This does not mean that no ice crystals were produced at higher temperatures but this limit was decided by the resolving power of the counting system. Mason, using a large cold-room observed silver iodide to produce a few ice crystals at -4.5° C.) Above a certain minimum amount, an increase in the quantity of the seeding agent produced no corresponding increase in the number of ice crystals nor was there any significant difference between the numbers of ice particles produced by the hot-wire and arc methods of dispersal although the arc doubtless produced greater numbers of silver iodide particles. Moreover, the number of ice crystals precipitated on 1 mm^2 of the mirror corresponded roughly to the number of water droplets present at the instant of seeding in the column above it. These results suggest that most of the ice crystals were produced by silver iodide particles infecting the water droplets and that providing enough particles are produced to infect every droplet greater numbers will produce little effect.

The presence of minute traces of ammonia increased the number of ice crystals produced by AgI by a factor of about two, but it appears that large quantities can reduce the numbers.

Other substances which have so far been tested include hydrogen-iodide alkali iodides (LiI, NaI, KI, CsI) and ammonium iodide (NH_4I). Their efficiency as seeding agents was in the same order as their efficiency as freezing agents in the experiments described in the last section. For a given constant quantity of each substance the number of crystals precipitated as a function of the initial temperature of the cloud was counted. Assuming that a possible 400 droplets can freeze and fall on to 1 mm^2 of the mirror (this was the highest number observed) observation of the number of crystals precipitated at each temperature allows one to compute the probability of a droplet freezing at a certain temperature and hence evaluate the mean freezing temperature for all droplets. The results for all the substances used could be fitted to the probability curve of Fig. 8 with the exception of silver iodide for which a much broader distribution was found. The mean freezing temperatures thus found for the different substances were also in substantial agreement with those found by the methods of Section d). Hydrogen iodide produced ice crystals at slightly higher temperatures than AgI. Slight traces of ammonia enhanced the efficiency of all the alkali iodides except LiI, the effect being most marked for CsI. The effect of ammonia on NaI may well have been partly responsible for its apparent effect on AgI, since the AgI used in these experiments was prepared in solution with NaI.

5. The Growth of Ice Crystals.

Considerable effort has been devoted to both experimental and theoretical investigations on the growth and development of ice crystals under different environmental conditions. Such information obtained in the laboratory enables us to infer a good deal about the structure and growth rates of snow crystals in natural clouds, information which is essential for development of quantitative theories of precipitation.

a) Theoretical Studies of Ice Crystal Growth.

Mason (1953) has derived the following equation for the rate of mass increase of a stationary ice crystal growing in a supersaturated environment:

$$dm/dt = \frac{4\pi C\sigma}{\left[\frac{JL^2M}{KRT^2} + \frac{RT}{DMp_e(T)}\right]} = 4\pi C\sigma/f(T), \tag{5}$$

where m and C are the mass and electrostatic capacity of the crystal, σ is the supersaturation of the environment relative to a plane ice surface and the other parameters are as previously defined for Eq. (1).

For a spherical crystal of radius r and density d Eq. (5) reduces to

$$r\,dr/dt = \sigma/df(T). \tag{5a}$$

A thin hexagonal plate crystal can be considered to a first approximation as a circular disc for which Eq. (5) reduces to

$$dm/dt = 8\sigma r/f(T). \tag{5b}$$

A needle or hexagonal prism can be regarded as a prolate spheroid of large eccentricity, for which

$$dm/dt = \frac{8\pi(1-\zeta^2)^{1/2}a\sigma}{\ln\left[\frac{1+(1-\zeta^2)^{1/2}}{1-(1-\zeta^2)^{1/2}}\right]f(T)}, \tag{5c}$$

where ζ is the ratio of the minor and major semi-axes of the ellipse and a is the semi-major axis.

Eqns. (5a) to (5c) may predict quite accurately the rate of mass increase of small crystals but since their exact geometry and surface structure are not taken into account the equations cannot predict how this mass will be distributed, and hence the detailed shape of the crystal. By analogy with a charged conductor we should expect, even under steady-state conditions steeper gradients of vapour concentration and of temperature to be directed towards the corners of a hexagonal plate. Whether or not these preferred sites will be propagated faster than the rest of the crystal surface will depend on the relative rates at which molecules condense preferentially in these regions and diffuse from them to the remainder of the crystal surface. Sprouting of the crystal corners

should be most pronounced where the term $\sigma/f(T)$ in Eq. (5) is a maximum; in a watersaturated environment this occurs at a temperature of about $-14°$ C (see Fig. 11).

The above treatment is valid only where the crystals possess such a small fall velocity that they may be considered stationary with respect to the air and the diffusion field. However, when a crystal grows to such a size that it attains an appreciable fall speed it will disturb the diffusion field from its equilibrium pattern. The crystal will always be moving into new surroundings and the diffusion field will be limited to a boundary layer around the crystal in which the concentration and temperature gradients will be larger than those directed towards a stationary crystal. Hence the rate of mass increase of the crystal will be enhanced by its fall motion. For a spherical crystal, Mason (1953b) shows the concentration gradient at the crystal surface after a time t is

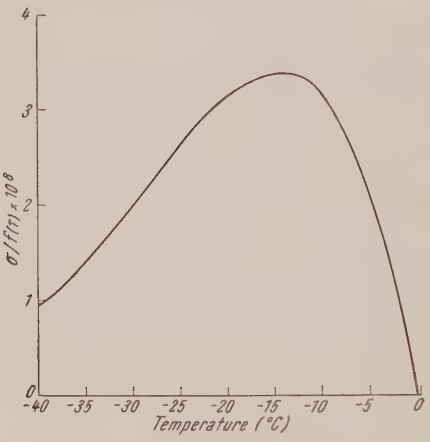

Fig. 11. The function $\sigma/f(T)$ as a function of temperature. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

$$\partial\varrho/\partial r = \\ = [\varrho_0 - \varrho(r)]\left[\frac{1}{r} + \frac{1}{(\pi D t)^{1/2}}\right], \quad (6)$$

where ϱ is the vapour density in the undisturbed medium and D is the coefficient of diffusion of water vapour in air. When the crystal is in equilibrium with the field ($t \to \infty$), Eq. (6) reduces to $\partial\varrho/\partial r = \frac{\varrho_0 - \varrho(r)}{r}$; the second term in the square brackets is therefore a measure of the enhancement of the concentration gradient at the crystal surface relative to the equilibrium value and this will be very marked if $(\pi Dt)^{1/2} \ll r$. Now $(\pi Dt)^{1/2}$ has the dimensions of a length and will be intimately related to the thickness of the diffusion boundary layer.

Mason next considers a falling hexagonal plate its maximum cross-section being, on average, normal to the direction of fall. The diffusion field will be limited to a boundary layer so that the largest concentration and temperature gradients will be directed towards the corners which protrude farther into the field. Vapour molecules will therefore arrive preferentially at the corners the effect being more marked when the boundary layer, whose thickness at a time t after introducing the crystal into the field will be proportional to $(Dt)^{1/2}$, is small compared with the crystal radius r. Thus the criterion for the onset of dendritic growth of a plate crystal will be $Dt \ll r^2$. For a plate crystal of thickness x falling with a velocity v, the time t for which any given parcel of air will remain in contact with it before being replaced by fresh air will

be given by $t \sim x\,v$, when the criterion for the transition from polyhedral growth becomes $v\,r^2 \gtrsim D\,x$. Thus, for crystals of thickness $20\,\mu$, pronounced dendritic growth leading to well-developed stellar crystals will not set in until the crystal radius exceeds $100\,\mu$, which appears to be in good agreement with observation. Once the crystal corners start to sprout, the diffusion field will organise itself to become convergent towards the growing tips so that dendritic growth will tend to continue while the supply of vapour lasts.

b) Observations on Natural Snow Crystals.

Observations so far have been confined to crystals falling on the ground. Plastic replicas of the crystals are made using the technique originally described by Schaefer (1946) and subsequently photographed under the microscope. Hexagonal plates, needles, prisms, sector and dendritic stars, rimed crystals, particles of graupel and soft hail have all been observed (see Mason 1951). Similar observations are being made at eight bases in the Falkland Islands, the crystal replicas together with details of the surface observations, synoptic situation, cloud type, relative abundance of different crystal forms, etc., being sent to the present writer for analysis. Measurements have also been made on the masses and fall velocities of snowflakes. The data acquired has been valuable but it is highly desirable to obtain replicas of crystals from natural clouds at various levels and at various stages of cloud development together with measurements of temperature, updraught, velocity etc. We hope to obtain information of this nature in the near future.

c) The Growth of Ice Crystals in Model Supercooled Clouds.

A number of experiments in the temperature range 0° C to — 20° C have been conducted in a series of cold chambers (about $12 \cdot 8 \cdot 8$ ft), each chamber being thermostatically controlled at a fixed temperature. A supercooled cloud was formed by introducing steam from an electric boiler. After the fog had cooled to the temperature of the chamber it was seeded near the top by a small fragment of dry ice. The crystals were allowed to fall on to glass slides coated with Formvar solution, the plastic replicas being used for subsequent photography and measurement. In order to obtain growth rates, slides were exposed for five seconds at intervals of 15 seconds until the water cloud disappeared, i. e. after about 3 minutes. Similar experiments have been continued down to — 40° C in a thermostatically controlled cold box of about 2 ft^3 capacity.

The results of the first experiments have been reported by Mason (1953). The predominant habit of crystals grown in a water-saturated environment shows a marked dependence on the temperature. A double transition between the hexagonal plates (preferential growth along the a axes), and hexagonal prismatic columns (preferential growth along the c axis), occurs in the temperature range 0° C to — 40° C as

shown in Figs. 12*a* to 12*d*. The thin, clear plates formed between 0° C and — 5° C showed no tendency to sprout at the corners; this and the absence of ridges and other surface markings pointed to the efficiency of surface diffusion at these temperatures in smoothing out local concentrations of the condensate. There is a rather sharp transition from plate crystals to hexagonal prisms at about — 5° C and an equally sharp

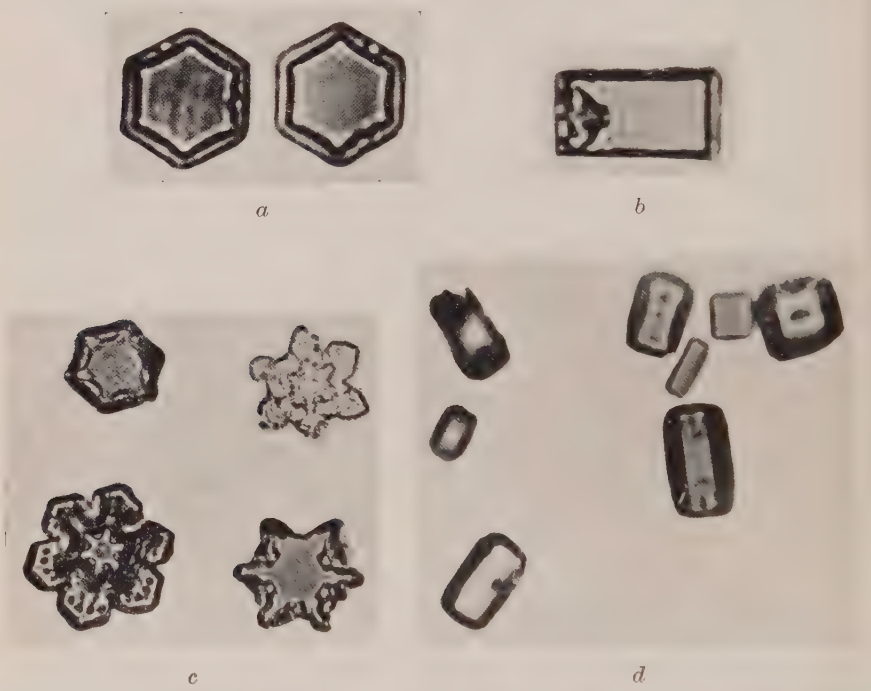

Fig. 12. Microphotographs of ice crystals grown in supercooled water clouds. *a* Hexagonal plates (— 2.5° C), *b* Hexagonal prism (— 8.5° C), *c* plates and sector stars (— 16° C), *d* Prisms (— 39° C).

reversion to plates at about — 10° C. The second transition to prisms below — 25° C is much less sharp. The hexagonal plates occurring at temperatures below — 10° C are quite distinct in appearance from those occurring above — 5° C. The development of ribs and other surface markings, and sprouting of corners to give rise to stars indicate that non-uniformities in the arrival of vapour over the crystal surface cannot be entirely smoothed out by surface diffusion. Dendritic growth is most marked at about — 15° C where the arrival of material is a maximum. Crystals grown at sub-water saturation for the greater part of their lives were of the same general habit as their counterparts grown in a water cloud but their structure was generally less complex and dendritic growth was less pronounced.

Measurements were made on simple plate crystals grown at — 2.5° C and on prisms grown at — 5° C. The linear dimensions of the prisms and the radii of the plates were measured using a 2 mm objective and a 10 × micrometer eyepiece. The thickness of the crystals were determined by focussing on the top and bottom of a replica and reading the displacement on the calibrated fine-adjustment of the microscope. Because of the finite exposure time and possible inhomogeneities in the cloud, the mass of 50 of the largest crystals on each slide was calculated from their linear dimensions and a mean value computed for each growth period; it was assumed that the largest crystals fell on the slide at the end of the exposure time. In the case of the prisms the experimental values of the mass increases in successive growth periods were in good agreement with those calculated from Eq. (5c). For the plates the agreement was not quite so good, probably because of the inaccuracy involved in measuring crystal thicknesses by the focussing technique.

Further measurements have been made by Shaw (unpublished) on plates grown in a water cloud at both — 3° C and — 13° C. In both cases, he finds that the mean value of the radius for all the crystals on each slide increases linearly with the growth period. He was able to measure the thickness of only a few crystals which landed edge-on in the plastic with accuracy. For these the thickness remained sensibly constant with time which is consistent with dr/dt being constant according to Eq. (5b). However, Eq. (4b) applies only for infinitely or very thin plates whereas Shaw's crystals are rather thick plates. If these are treated theoretically as oblate spheroids quite good agreement is obtained between theoretical and measured values of dr/dt.

d) The Growth of Ice Crystals on Solid Surfaces.

In these experiments the crystals are grown at rest on solid surfaces of glass or metal in an atmosphere whose temperature and humidity can be controlled: this allows an individual crystal or group of crystals to be kept under observation throughout its life history. The apparatus is shown in Fig. 13. The clean, highly-polished experimental surface is placed in the centre of a circular metal chamber, the hollow walls of which are cooled by circulating petrol cooled by solid CO_2. The inner walls of the chamber are coated with ice so that the air in the experimental space which is agitated by a small fan is super-saturated with respect to ice at temperature T_1 indicated by a thermocouple embedded in the ice. The metal surface supporting the ice crystals is insulated from the chamber and is cooled independently to a lower temperature T_2 which can be varied by altering the current through a heating coil. The temperature T_2 of the crystal is recorded by a thermocouple placed just below the metal surface and the supersaturation of the air in the immediate neighbourhood of the crystal can be adjusted by altering the temperature difference $(T_1 - T_2)$ between the wall of the chamber and the metal surface and can be measured by using the metal surface as a dew plate. The crystals are viewed through a microscope and a 16 mm cine-photograph is taken

every minute. The development of the crystal can then be traced and its growth rate deduced from measurements made on the photographic film.

The variation of crystal habit with temperature described above for crystals growing in a supercooled cloud have been reproduced in these experiments. Examples are shown in Figs. 14*a* to 14*g*. In addition at temperatures below — 22° C the prismatic crystals quite often exhibit pyramidal faces (Figs. 14*e*, *f*, *g*) no examples of which were found among

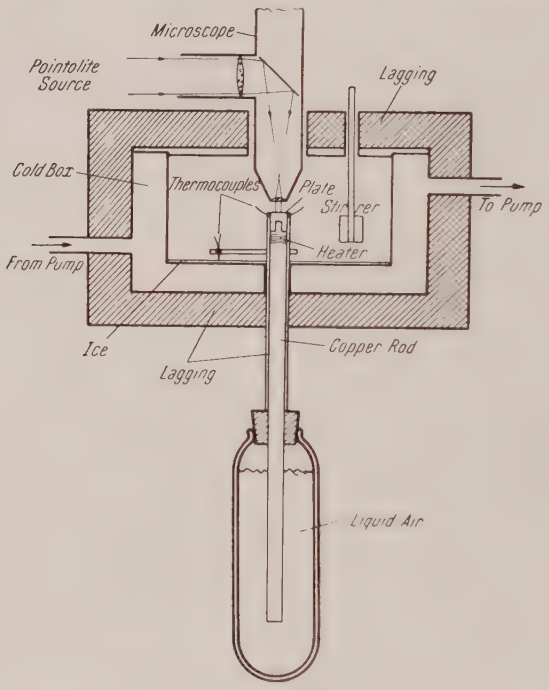

Fig. 13. Diagram of the apparatus used for growing ice crystals on a metal surface under controlled conditions of temperature and supersaturation.

the crystals grown in supercooled clouds. These pyramidal forms are of interest because they have often been cited as evidence of the polar structure of ice and should therefore exhibit piezo- and pyro-electric properties. However, the asymmetric development of single ice crystals at opposite ends of the *C* axis is not proof of polar structure as shown by some recent sensitive tests for piezo- and pyro-electricity (Mason and Owston 1952). Measurements on the growth rates of crystals grown on the metal plate are in an early stage, but the results obtained so far for prisms show the square of the linear dimensions to be proportional to time for a fixed temperature and supersaturation and that the constant of proportionality increases with increasing supersaturation. The relative growth rates of different faces which determines the crystal habit appears to be a function of temperature and supersaturation.

The same apparatus has been adapted to study the dendritic growth of crystals among a population of supercooled drops formed as dew on a Drifilm-coated glass slide. A small number of the droplets are induced

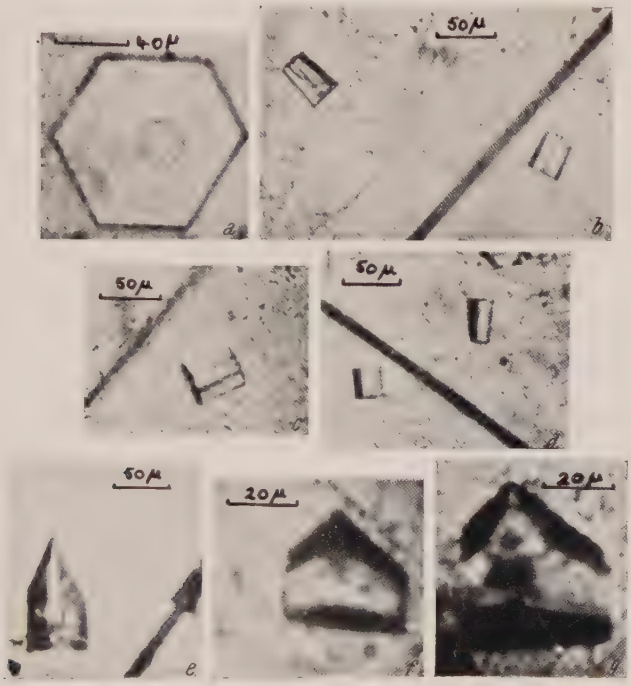

Fig. 14. Examples of ice crystals on metal surface. *a* Hexagonal plates (— 15° C), *b* Prisms (— 6° C), *c* Prisms (— 22° C), *d* Prisms (— 33° C), *e, f, g* Prisms with pyramidal faces (— 22° C).

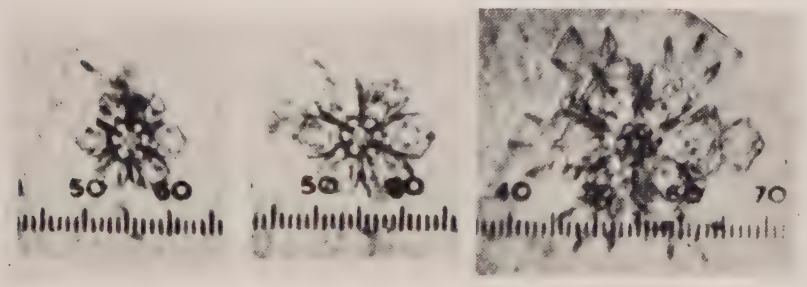

Fig. 15. Dendritic crystals growing on a glass surface among a carpet of supercooled droplets, *a* after 5 sec, *b* after 97 sec, *c* after 220 sec. Temperature — 18° C.

to freeze and the subsequent development of the ice crystals is photographed at regular intervals through a microscope. A typical sequence of photographs is shown in Fig. 15. As the crystal grows the droplets

at its periphery evaporate so that the diffusion field around the crystal is delineated by the evaporating drops. Some preliminary measurements by Shaw show that linear growth along one set of crystal axes increases uniformly with time while growth along the other axial direction is negligible.

6. Studies of Precipitation Mechanisms in Stratiform Clouds.

a) The Release of Precipitation by Coalescence from Stratiform Clouds.

It is generally accepted that the Bergeron-Findeisen process, which requires the presence of ice crystals, is responsible for releasing much of the precipitation from stratiform clouds in temperate latitudes, but it is also possible that rain and drizzle may be released by the collision and resultant coalescence of cloud droplets by virtue of their random motion and differential rates of fall. In order to discover something of the conditions under which the two processes may release precipitation from layer clouds, a detailed analysis was made by Mason and Howorth (1952) of the data obtained from aircraft ascents made thrice daily to a level of 400 mb during 1942–44 over Aldergrove, N. Ireland, and of surface reports of precipitation from the same station. In only 4 of the 99 well substantiated cases of rain was the cloud-top temperature above 0° C, and in only 8 cases was it above — 5° C. Of these 8 cases, 3 produced moderate and 5 only light rain. The only case of *continous* moderate rain was from a layer with base temperature 16° C, top temperature 5° C and thickness 8500 feet. Of the 45 reported cases of drizzle reaching the ground, in 26 the cloud-top temperature was above 0° C, and in 39 cases above — 5° C; thus on the majority of occasions, drizzle fell from clouds which were very unlikely to contain ice crystals, indicating that the coalescence mechanism was predominantly responsible for the growth of the drops in these clouds. There was a marked increase in the frequency of rain snow where the cloud-top temperature fell below - 12° C, suggesting that only below this temperature does the concentration of ice-forming nuclei, *on the average*, become significant for precipitation release. Clouds which produced snow at the ground were, in every case, colder than - 12° C, at their upper boundaries. Rain snow fell only from clouds of thickness $\geq$ 3300 ft and *continuous* rain only from those thicker than 7500 ft, while *no* precipitation reached the ground from clouds of depth $\leq$ 1500 ft. All the precipitating clouds had bases warmer than — 5° C.

Having found direct evidence for the production of light rain and drizzle by coalescence in layer clouds, Mason (1952c) has made a theoretical investigation of the growth of drops in stratiform clouds with constant updraughts and mean water contents. If the mean volume radius of the cloud droplets is about 6 μ, it appears necessary to produce some droplets of radius about 20 μ before the coalescence mechanism can be brought into play. Frith (1951) finds droplets of this size in concentrations

of at least 100 litre, i. e. in a ratio of about 1 in 5000 of cloud droplets in thin layers of stratocumulus; if each of these were to grow to a radius of $100\,\mu$ in an updraught of 10 cm sec^{-1}, drizzle would fall at a rate exceeding 1 mm/hr.

Mason assumed that the life histories and hence the sizes of the cloud droplets were governed by their turbulent transfer between the interior of the cloud and its boundaries and that it was the few droplets which remain in the cloud for a time much longer than average which are responsible for initiating the coalescence process. A droplet originating on a nucleus containing 10^{-14} g of NaCl would grow in a supersaturation of $0.05\,\%$ and a temperature of 273° K to a radius of $5\,\mu$ in 1000 sec. and to a radius of $20\,\mu$ in 8500 sec., while a nucleus of 10^{-12} g would, in the same conditions, grow to $r = 20\,\mu$ in about 6000 sec. Thus, about one droplet in 5000 would have to remain inside the cloud six to nine times longer than the mean period for all droplets. Assuming the eddies to be small compared with the thickness of the cloud and to follow a Gaussian distribution, the motion of the droplets in the eddies were treated as a random-walk problem in which the upper and lower boundaries of the cloud acted as absorbing barriers. It was shown that if 50 per cent of the droplets remain in the cloud for 1000 sec., 0.6 per cent remain for 6000 sec. and 0.01 per cent for 10000 sec., ratios which appear sufficient for 1 in 5000 to attain a radius of $20\,\mu$ if the mean radius is $6\,\mu$.

The next step was to follow the career of a droplet growing both by diffusion and by coalescence with smaller drops. The growth equation is

$$\frac{dm}{dt} = 4\,\pi\,r^2\,\varrho_w\,\frac{dr}{dt} = 4\,\pi\,r\,D\,[\varrho\,(r) - \varrho] + E\cdot\pi\,r^2\,v\cdot w, \qquad (7)$$

where dm/dt is the rate of mass increase, r the radius and ϱ_w density of the droplet, D the diffusion coefficient, $\varrho\,(r)$ the vapour density at the surface of the drop, ϱ the vapour density of the environment, w the concentration of liquid water in the form of smaller droplets, v the fall velocity of the collecting drops relative to the smaller ones and E the collection efficiency of the drop. It was assumed that for $r \leq 20\,\mu$ the coalescence term of Eq. (7) was zero, when the growth rate was determined by the mass of salt in the nucleus, the temperature and supersaturation of the environment. Assuming the nucleus to enter the cloud base and to be carried up in a constant updraught U, its vertical distance above cloud base after time τ (ignoring motion in eddies) is given by $\int_0^\tau (U - V)\,dt$, where V is its fall velocity relative to the air. This was evaluated for particular values of the nuclear mass, supersaturation and speed of the updraught to provide the trajectories of the droplets until their radii attained $20\,\mu$. Thereafter the coalescence term was taken into account and calculated for given mean values of the liquid-water content w. Graphs of the radius of a droplet as functions of its height above cloud

base and of time are shown in Figs. 16 and 17. These calculations based on the drop falling through a uniform updraught with no diversions

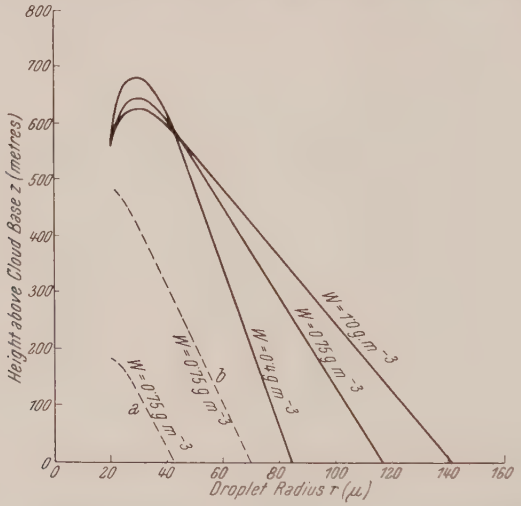

Fig. 16. Radius of droplet as function of its height above cloud base for different liquid-water contents W. The effect of varying the nuclear mass, the speed of updraught and the supersaturation on the droplet trajectories. Full curves: nuclear mass = 10^{-13} g; T = 273° K; supersaturation = 0.05 per cent; U = 10 cm sec^{-1}. Pecked curves: nuclear mass = 10^{-13} g; T = 273° K; supersaturation a = 0.05 per cent, b = 0.025 per cent; U = 5 cm sec^{-1}. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

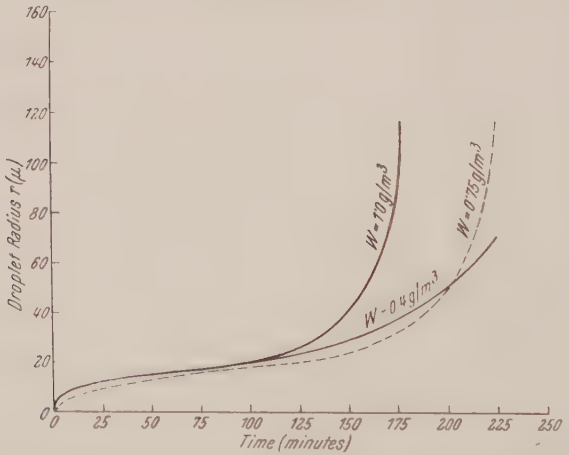

Fig. 17. Radius of droplets growing by condensation and coalescence as a function of time for different liquid-water contents W. Full lines: nuclear mass = 10^{-12} g. Pecked line: nuclear mass = 10^{-13} g. T = 273° K; supersaturation = 0.05 per cent; U = 10 cm sec^{-1}. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

caused by eddies, predicted the *minimum* radius to which it could grow during the time elapsed between its initial entry into the cloud base

and its falling out through the updraught. Before drawing any inferences from these calculations, and comparing them with observations of precipitation reaching the ground, it was necessary to calculate how the drops will shrink by evaporation in the unsaturated air between the cloud base and the ground. Calculations were made with the help of Eq. (1) of the radius with which a drop would have to leave the cloud base in order to reach the ground as a drizzle drop ($r_{min} = 100\,\mu$), given the height of the cloud base, the temperature distribution and the relative humidity in the intervening layer.

The calculations show that larger drops will fall from a cloud sustained by a stronger updraught in which a drop will have a larger fall path relative to the small cloud droplets. The speed of the updraught will largely determine the ultimate size of a drop falling from a cloud in the absence of turbulent motions. For given values of the mean liquid water content and the updraught velocity larger drops result if the early stages of the growth are slow as this also results in a longer fall path. The extent to which the simple cloud model with constant updraught is capable of accounting for the release of drizzle and rain by coalescence from layer clouds can best be assessed by comparing the results predicted by the model with observations of precipitation from natural clouds.

From the data described by Mason and Howorth, details were extracted of the cases in which *continuous* drizzle reached the ground from clouds warmer than -5° C. Knowing the height of the cloud base and the average relative humidity below it, the radius with which a drop would have to leave the base in order to arrive at the ground with radius $100\,\mu$ was calculated. These values ranged from $110\,\mu$ to $170\,\mu$. Taking the updraught velocities in the clouds to be 10 cm sec^{-1} and the supersaturation 0.05 per cent, mean water contents of between 0.4 g m^{-3} and 1.25 g m^{-3} would have been required to produce even the smallest drizzle drops. These values are considerably higher than most published measurements for rather thin stratiform clouds.

But we have seen that it appears necessary to postulate the existence of turbulent motions in the cloud in order to account for the production of the few larger droplets necessary to start the coalescence process: also that eddies will increase the effective fall path of some of the larger drops. Calculations show that in order to produce a drop of $r = 120\,\mu$ the required water content could be reduced from just over 1 g m^{-3} to 0.6 g m^{-3} if the fall path were increased from 500 m to 800 m and from 1 g m^{-3} to 0.4 g m^{-3} if the fall path were increased to 1300 m. Increases of this order brought about by random motion in the eddies are reasonable and indeed appear necessary to account for the production of drizzle from warm layer clouds.

Fig. 17 showing the drop radius as a function of elapsed time indicates that 3 to 4 hr. must elapse before a drizzle drop can fall out of the cloud base through a uniform updraught of 10 cm sec^{-1}, about 2 hr. of this being required for the droplets to grow to $r = 20\,\mu$ by condensation. This indicates that the cloud as a whole must exist for such a period if

drizzle is to be produced; but the individual droplets, except the very small proportion from which the drizzle drops originate, are continually being renewed and have much shorter life histories.

b) The Growth of Ice Crystals in Stratiform Clouds.

Theoretical calculations on the growth of ice crystals in layer clouds have been made by WEXLER (1952a) with the object of interpreting the variation of echo intensity with height as measured by a vertically directed radar. While absolute measurements of echo intensities are of doubtful accuracy, relative measurements may be considered reliable. WEXLER considers a model cloud following the 10° C saturated adiabat with base at 0° C and 805 mb and sustained by a constant updraught of 10 cm sec^{-1}. He first of all calculates the growth of ice crystals originating at the 3 km level and growing solely by diffusion at water saturation, using equations analogous to Eq. (5). They were assumed to grow as circular plates with constant thicknesses of 15 μ and 40 μ respectively. The results are shown in Table V.

Table V. *Masses and Terminal Velocities of Crystals Originating at 3 km above Base of Model Cloud.*

Ht. above 0° C (km)	15 μ crystal		40 μ crystal	
	Mass (mg)	Velocity (cm sec^{-1})	Mass (mg)	Velocity
2	0.65	41	0.12	72
1.5	1.35	41	0.20	71
1.0	2.08	40	0.29	70
0.5	2.68	40	0.36	70
0	2.96	40	0.39	70

At a given level all the crystals were assumed to have the same mass and the crystal concentration to be constant with height. The ratio of the radar echo intensities at two levels is then $R = m_1^2 m_2^2$. Calculated values of R relative to the 2 km level are compared with measured values obtained by BROWNE and by HOOPER and KIPPAX in Table VI.

Table VI. *Mean Observed and Theoretical Ratios of Echo Intensity Relative to 2 km Level in Model Clouds.*

Height (km)	BROWNE	HOOPER and KIPPAX	Water Cloud $R = m_1^2 m_2^{2*}$		$R = \left(\frac{q - q_1}{q_2 - q_1}\right)^2$
			$x = 15\,\mu$	$x = 40\,\mu$	
2	1	1	1	1	1
1.5	2.2	1.9	4.3	2.8	1.9
1.0	3.1	3.0	10.2	5.8	3.1
0.5	4.7	4.6	17.0	9.0	4.7
0	—	8.3	20.8	10.6	7.2

* Corrected values. WEXLER's published values are incorrect.

Because the calculated values of R in Table VI increase much more rapidly than the observed values, and because the computed crystal masses are much larger than those normally observed, WEXLER concludes that in clouds with small updraughts, ice crystals do not grow at water saturation except perhaps, in the region below 1 km where there is quite good agreement between the observed and calculated ratios of echo intensities at 1 km and 0.5 km. In consequence, he considers the case where all the water created by the updraught within each height interval is deposited directly on the growing crystals within that interval so that there is no storage of liquid water in the form of cloud droplets. Taking the upper boundary of the cloud at 4 km and $\varrho_a u$ to be constant with height, where ϱ_a is the air density and u the updraught speed, the value of R is now given by $R = \left(\frac{q - q_4}{q_2 - q_4}\right)^2$. Calculated values of R for WEXLER's cloud model are shown in the last column of Table VI; these are in much better agreement with the observed values, suggesting that the crystals grow in conditions intermediate between ice- and water saturation.

In a subsequent paper, WEXLER (1952b) considers the growth of ice particles under *non-steady state* conditions in order to explain the occurrence of radar upper bands. BOWEN (1951) reports strong radar echoes first appearing at temperatures between -12° C and -17° C and falling at speeds between 5.5 ft sec^{-1} and 7.5 ft sec^{-1} towards the normal melting band. On merging with the melting band the upper band intensifies after which the precipitation below becomes momentarily more intense.

On some occasions the process was observed to repeat itself at intervals of about 20 minutes.

WEXLER attributes the appearance of these bands to the growth of graupel particles in the upper parts of the cloud, where more liquid water is produced by the updraught than is capable of being consumed by the crystals growing by diffusion at water saturation. The liquid-water content rises to a critical value at which the growth rate of the crystals by coagulation is such as to transform them into graupel of quasi-spherical shape. These particles then grow rapidly by coagulation under an increased rate of fall and denude the rising current of liquid water it would otherwise possess. This reduces the liquid-water content below the critical value and the process is then repeated.

The whole process can be expressed mathematically by the equation

$$\partial w/\partial t = \partial/\partial z\,(\varrho_a\, u\, q) - n\,(8\, r\, f\, D\, \Delta\varrho_v + \pi\, r^2\, E\, v\, w), \qquad (8)$$

where w is the liquid water content, n the number of ice particles per unit volume, r the radius of the plate crystal, $\Delta\varrho_v$ the vapour-density difference between the ambient air and the crystal surface, E the collection efficiency of the crystal for cloud droplets, v the fall velocity of the crystal relative to the cloud droplets, f is a velocity coefficient which modifies the diffusion equation because of the motion of the crystal

and the other quantities are as previously defined. If the first term on the right-hand side of Eq. (8) exceeds the second, w will increase. Consequently the ice particles will grow faster by accretion until a state is reached at which they consume water at a rate faster than it is being produced.

Wexler considers a 150 m layer of graupel particles arriving at the $-16°$ C level each with a radius of 0.2 mm. He assumes the number of particles falling through unit horizontal area to be constant at all levels, the equivalent precipitation rate being 2 mm hr^{-1}. If the initial liquid-water content of the air is 0.5 g m^{-3} he calculates that such a layer of particles on falling through 600 m would grow to $r = 0.73$ mm and reduce the water content to 0.3 g m^{-3}. In consequence, a second 150 m layer of graupel would attain a radius of only 0.58 mm and the radar signal intensity from it would be smaller than from the first layer by a factor of 3.3. Wexler suggests that a radar of minimum resolving power of 150 m would display the first layer as a bright band falling at about 2 m sec^{-1} but that subsequent layers will contain progressively smaller particles until ultimately the water content is reduced to a value at which graupel formation is impossible.

Wexler makes the point that this non-steady-state process of graupel formation could occur only in layer clouds with relatively high updraught velocities ($\simeq 40$ cm sec^{-1}) at about the $-20°$ C level, which presumably are to be distinguished from those clouds considered in his previous paper which sustain a steady-state production of ice crystals by diffusion.

Difficulties arise, however, in Wexler's interpretation of Bowen's observations which showed a strong melting band to be present during the whole period of upper-band development. The melting band is now generally attributed to the melting of snowflakes and it is difficult to understand how these may be produced copiously during the periods when graupel particles are assimilating most of the liquid water. Moreover, Bowen observed one case of an upper band which did not appear to fall—an observation which has no natural explanation on Wexler's hypothesis. It appears likely that many of these upper bands are produced by precipitation streaks falling through a region where the wind is increasing with height as suggested by Browne (1952).

7. The Production of Showers.

a) Some Macrophysical Features of Cumulus Clouds.

Precipitation from shower clouds is generally of greater intensity and shorter duration than from layer clouds, the elements being generally of larger mass. The greater vertical depth of the clouds, their stronger updraughts and higher concentrations of liquid water all ensure rapid growth of the precipitation elements by the coalescence process.

Cumulus clouds appear to consist of a large assemblage of rising bubbles of buoyant air having characteristic diameters of about a kilometre (see Scorer and Ludlam 1953). Time-lapse photographs and careful

visual observations suggest that a large cloud may contain a number of bubbles, any one of which may ascend from the cloud base to the summit, sink aside and evaporate into the drier air outside, all within a few minutes. Scorer and Ludlam suppose that each rising bubble has an extensive wake into which it wastes and mixes with the surrounding drier air (this process will be greatly accelerated when the bubble reaches the cloud periphery), and that a big cloud is largely composed of these wakes and the remains of earlier bubbles, with the cores of the bubbles forming localised regions of high liquid-water content and strong vertical upcurrents. Although a big cloud may be recognised for an hour or more, the life of an individual bubble may be restricted to only a few minutes. Thus, a drop or crystal growing in a bubble-core must, in this period, acquire a size sufficient for it to survive evaporation during the interval between being carried up into the drier air above the cloud and being caught up in a succeeding bubble in which it can resume its growth. Whether or not this critical size will be attained and hence the probability of shower production will depend on the depth of cloud traversed by the particle, in turn determined by the speed of the updraught, and the liquid-water concentration which is largely governed by the temperature of the cloud base and the degree of mixing with the environment.

Precipitation from vigorous shower clouds and thunderstorms may reach the ground in the form of raindrops, pellets of soft hail or as true hailstones; snow showers are generally associated with weak or decaying clouds. Ludlam has calculated criteria for the production of precipitation elements in clouds of given base temperature, depth and updraught velocities assuming the liquid water to be released as indicated by the appropriate saturated water adiabat. We shall now describe them in more detail.

b) The Production of Showers by the Coalescence of Cloud Droplets.

We have already seen that the initiation of the coalescence process requires the presence of some droplets considerably larger than average. In layer clouds, which may persist for several hours, these larger droplets may be developed *in situ* (Mason 1952c), but in shower clouds where the life history of the whole cloud may be only 20 minutes or so, this is impossible and the large droplets have to be introduced from an external source. Ludlam (1951a) has shown that in convective weather, large salt nuclei such as those found by Moore and which leave the sea surface as spray droplets of radius 20 μ to 30 μ, may be carried up into the cloud without appreciable evaporation and thereafter be capable of initiating the coalescence process. These particles are probably important for shower production in unstable maritime air in warm weather, but as the air moves inland they may disappear by sedimentation. Nevertheless, showers may be released by coalescence of droplets because as Mason (1952d) suggests, large solid particles, particularly those which have collected hygroscopic combustion products may be equally effective.

The growth by coalescence of a droplet of radius r as it falls at a speed V through smaller droplets of fall speed v is described by the equations:

$$dm/dt = 4\,\pi\,r^2\,\varrho_w\,dr/dt = \pi\,r^2\,E\,w\,(V - v) \tag{9}$$

and

$$dz/dt = U - V \tag{10}$$

using the same notation as before.

Suppose the drop enters the cloud with radius r_0 and leaves it with radius r; if U is constant with height, $v \ll V$ and w is considered independent of time (i. e. we ignore depletion of the liquid water by the growing drops) integration of the above equations gives

$$4\int_{r_0}^{r} \frac{(U - V)}{E\,V}\,dr = \int_{z_0}^{z_0} w\,dz = 0. \tag{11}$$

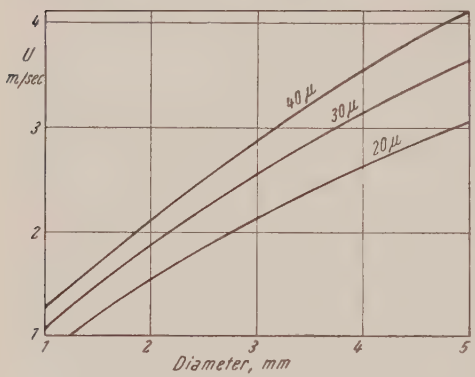

Fig. 18. Diameters of raindrops grown from droplets of initial radius 20, 30, and 40 μ as a function of the steady updraught U. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

Ludlam shows that, except in the lowest part of the cloud where, in any case, growth by coalescence is very slow, E may be considered as a function of z only or even to be constant with height. Eq. (11) then becomes

$$r - r_0 = U\int_{r_0}^{r} \frac{dr}{V}, \tag{12}$$

showing that the radius of a raindrop falling out of a cloud is a function only of the size with which it originally entered the cloud and the speed of the updraught. Values of r computed for various values of U and r_0 are shown in Fig. 18. The size of the raindrops increases with the speed of the updraught until at a speed of between 3 and 4 m sec^{-1} they reach maximum stable size ($r \simeq 2.5$ mm); thereafter drop-breaking occurs. Fig. 18 shows that for a given value of U, the largest raindrops result from smaller initial drops as these are carried up further into the cloud and so have a longer fall-path. This does not necessarily imply that smaller droplets are more efficient in releasing rain, for although their growth is potentially greater it is accomplished only over a longer period which may extend beyond the life of the cloud.

So far the water content w has been eliminated from consideration, but we must consider it, if we wish to know whether rain drops can be produced. A low value of w might mean that the drop would be carried up to high levels before turning over in the updraught—perhaps to a level where it might freeze and so merely contribute to the ice phase. Alternatively, it might be carried out in a bubble at the top of the cloud

and not be large enough to survive evaporation before falling back into a newly rising cloud mass. It is on this last possibility that LUDLAM bases his criterion for the development of showers. If h is the distance which a drop falls relative to the air

$$h = 4\,\varrho_w \int \frac{dr}{E\,W}$$

and putting

$$E \simeq 1,\ w = 2 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{g\ cm^{-3}},\ \varrho_w = 1$$

then

$$h \simeq 2 \cdot 10^6\, r,$$

so that a drop which has grown to a radius of $150\,\mu$ will have sunk a distance of 300 m through the cloudy air. LUDLAM takes as a criterion for shower production that air carried to the cloud summits shall contain drops of $r \geqq 150\,\mu$. Drops of this size, if they settle into a freshly rising cloud mass at the top of the cloud (where updraughts will generally not exceed 1 m sec^{-1}) will still recede from the summit level and continue to grow. Also, drops of $r \geqq 150\,\mu$ if carried 300 m above the cloud top into air of relative humidity 95 per cent will evaporate very little while falling back into the cloud, whereas appreciably smaller ones ($r < 120\,\mu$) will evaporate almost completely.

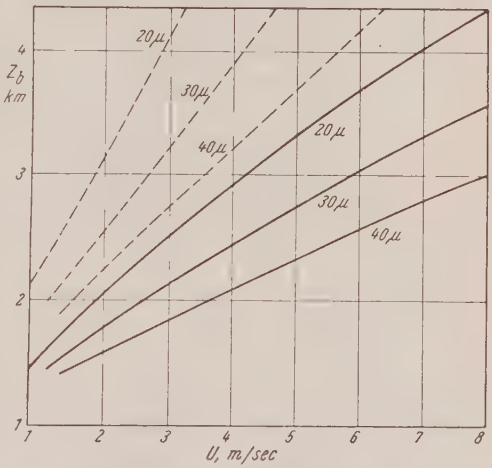

Fig. 19. The variation of the minimum cloud depth z_b for shower development as a function of the updraught U, for initial droplet radii of 20 to 40 μ in clouds with base temperatures of $-5°$ C (pecked lines) and 20° C. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

Thus, the necessary condition for shower development is the growth of some droplets to $r = 150\,\mu$ during the time taken for air to rise from cloud base to summit. From Eq. (11)

$$U \int_{r_0}^{150\,\mu} \frac{dr}{E\,V} - \int_{r_0}^{150\,\mu} \frac{dr}{E} = \frac{1}{4} \int_{z_0}^{z_b} w\, dz, \qquad (13)$$

where z_b is now about 300 m less than the critical summit level z_c which must be reached if a shower is to develop. Taking a mean value of $E = 0.85$, LUDLAM calculates the critical minimum depth z_b of a cloud as a function of U for initial droplet radii of 20 to 40 μ in clouds of base temperatures $-5°$ C and $+20°$ C as shown in Fig. 19. It is seen that the critical depth of cloud necessary for shower production increases considerably

with speed of updraught and is also somewhat larger for colder clouds and smaller values of r_0. For $r_0 = 20$ to $30\,\mu$ clouds of only 1.5 to 4 km depth are required to produce showers by the coalescence mechanism. The time required is about 30 minutes if $U \simeq 1$ m sec^{-1} and correspondingly less for stronger updraughts.

From the data contained in Figs. 18 and 19, Fig. 20 has been prepared. This diagram shows the variation with base temperature of the minimum cloud depth likely to be associated with showers when the updraughts are weak and the critical depths for some other conditions shown on the right hand side. If the cloud base temperature exceeds 8° C showers

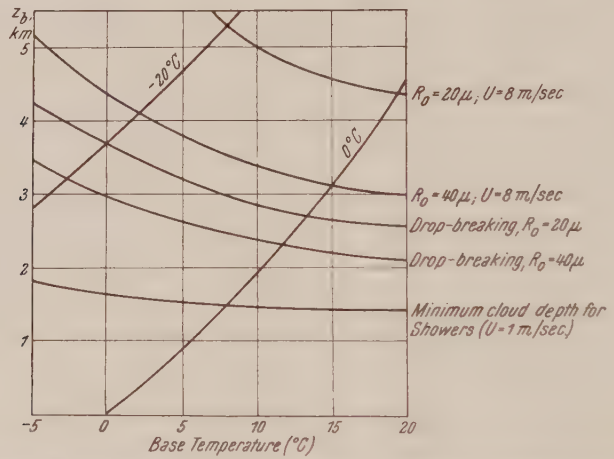

Fig. 20. Occurrence of showers produced by the coalescence mechanism in relation to the temperature of the cloud base. The curves show the minimum cloud depths for the various conditions described on the right of the diagram. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

may fall from clouds whose summits do not reach the 0° C isotherm. If the base temperature approaches 20° C the shower-cloud tops are not supercooled even with updraughts of order 8 m sec^{-1}. On the other hand in the colder clouds moderate updraughts may lift the growing drops to temperature well below 0° C where they may freeze, particularly if the temperature is below — 20° C.

Fig. 18 shows that raindrops of the maximum stable size may be produced if the updraught exceeds 3 to 4 m sec^{-1}. If, however, the base temperature of the clouds fall below about 0° C it would appear from Fig. 20 that the growing raindrops are lifted to levels where they are likely to freeze before reaching the unstable size. Thus raindrop breaking is unlikely to occur in such cold clouds but will be favoured in warm cumulus clouds, particularly in tropical regions where heavy rain is often observed to fall from clouds whose tops do not reach the 0° C level. In a deep, vigorous cloud of high water content calculations show that the fragments produced by a breaking drop may themselves grow to

break-up size after about four minutes. If several successive drop breakings occur, the number of raindrops may increase so rapidly by this chain-reaction mechanism that, after a few minutes, the accumulated mass of water in a localised region can no longer be supported by an updraught, and a heavy shower is released (Mason and Ludlam 1951).

c) The Release of Showers by Ice Particles.

In a further paper, Ludlam (1952a) makes analogous calculations to those just described for the case when shower production is initiated by the growth of ice particles. Again the particle is regarded as a precipita-

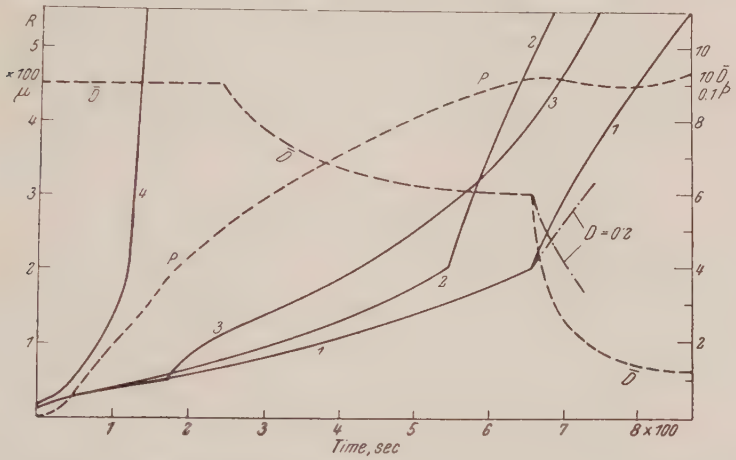

Fig. 21. Growth of ice particles. Curve *1* growth at about − 15° C in cloud with base temperature − 5° C; $W = 1.5$ g m^{-3}, $r = 7\,\mu$. Rime density D assumed 0.6 when $65\,\mu < R < 200\,\mu$ and 0.1 when $R > 200\,\mu$ or 0.2 when $R > 200\,\mu$ (pecked extension). The pecked line D shows the mean density and the pecked line P shows the percentage of the added rime due to coagulation with droplets. Curve *2* shows the more rapid growth when $r = 10\,\mu$, and curve *3* the effect of assuming D to be 0.1 when $r > 50\,\mu$. Curve *4* shows growth in the cloud with base temperature 20° C; $W = 6.5$ g m^{-3}, $r = 15\,\mu$, for $D = 0.6$ when $35\,\mu < R < 200\,\mu$ and $D = 0.1$ when $R > 200\,\mu$. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

tion element on attaining a size such that a) during its growth it has settled a hundred metres or more relative to the air, b) it has acquired a fall-speed exceeding 1 m sec^{-1}, c) it can fall through several hundred metres of unsaturated air with insignificant shrinking.

In order to initiate rainfall of moderate intensity the original ice nuclei must be present in concentrations of the order 100 m^{-3}; according to the work of Findeisen and Schulz (1944) and others, in updraughts of 5 m sec^{-1} such concentrations may, on average, occur at temperatures between − 10° C and − 15° C. The newly formed ice particles will grow at first by sublimation of the vapour but at these temperatures will soon attain a size and fall-speed at which their growth continues predominantly by the capture and freezing of droplets. In the very early stages of growth Ludlam considers the density of the particle

to be 0.9, when growth by coagulation exceeds that by sublimation the density of the added material to be 0.6 until the particle radius exceeds 200 μ; thereafter, he assumes a value of 0.1. Computations of the evaporation of ice pellets of *mean density* 0.1 and 0.3 in falling through 300 m of air of 90 per cent relative humidity show that conditions b) and c) stated above are fulfilled for radii of about 550 μ and 300 μ respectively. Ludlam next considers the growth rate to these sizes and then whether the condition a) is also satisfied.

The growth of the ice particles was calculated from Eq. (12) and Fig. 21 shows the solutions for clouds with base temperatures of 20° C

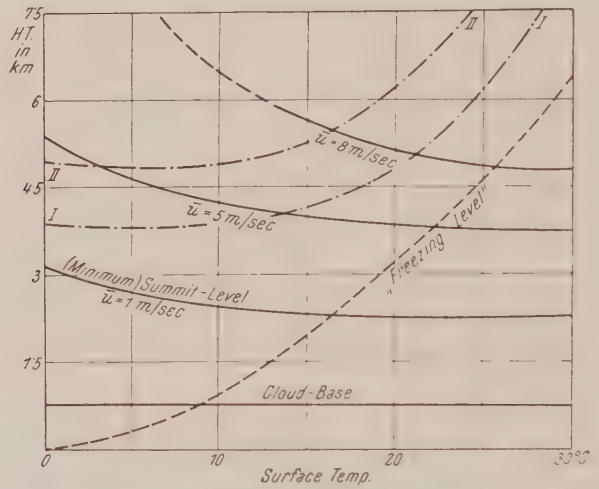

Fig. 22. Approximate variation with surface temperature of the tops of cumulus (base about 1 km) in which showers may form by coalescence of droplets (when the mean updraught U is 1, 5 and 8 m sec^{-1}, full lines), and by the growth of ice crystals formed at − 10° C (pecked line I) or − 20° C (pecked line II) with a mean updraught of 5 m sec^{-1}.

and − 5° C; w = 6.5, 1.5 g m^{-3}; r the average radius of the cloud drops = 15.7 μ. In the cloud with a very high water content the distance fallen relative to the air during the growth of the elements is about 80 m and is nearly inversely proportional to w, increasing to about 500 m in a cloud with a cold base. In general, then, we may regard the radii chosen to define the precipitation elements to satisfy also the condition a) quoted above.

From these calculations it appears that the liquid-water content w is of first importance in determining the growth rate of the coagulation elements. Fig. 21 shows the *minimum period* which is required for the production of precipitation elements. In the dense cloud with the warm base they are produced within about two minutes of the action of the ice nuclei. The tops of such a cloud therefore need rise only a few hundred metres above the level at which a significant concentration of nuclei

are active; showers are then likely when the summit temperatures fall below — 10° C. On the other hand, in a cloud with a very cold base the production of precipitation elements requires over 10 minutes and must therefore begin deep inside the clouds: the updraught speed there now influences considerably the summit level at which shower formation occurs; with an average speed of only 3 m sec^{-1} the tops must rise some 2 km above the level at which sufficient ice crystals appear, so that even av ourable circumstances such a cloud cannot be expected to produce a shower until it is at least 2 or 3 km deep and its summit temperature has fallen below — 20° C.

The summit levels which cumulus clouds must usually reach to produce a shower by coalescence (initiated by salt droplets of $r = 25\,\mu$ entering the cloud base) when the average updraught velocity is 1, 5 and 8 m sec^{-1} are shown in Fig. 22. It also shows the summit-levels which must be reached to release showers by the growth of ice pellets formed at — 10° C (line I) and — 20° C (line II) from a cloud with mean updraught of 5 m sec^{-1}.

d) Production of Showers by Wet Hailstones.

In a warm, dense cloud very small concentrations of ice particles may release a shower in another manner. Under these conditions Ludlam (1950) has shown that an ice pellet growing by accretion may collect supercooled water at a rate faster than it can be frozen because the latest heat of fusion cannot be dispersed sufficiently rapidly to the environment. Thus the pellet may acquire a liquid coat even when the surrounding air is colder than — 20° C.

The coagulation-element loses heat to the environment mainly by conduction and by evaporation of some of the water from its surface. The heat lost per unit time by conduction is (Kramers 1946)

$$H_1 = 4\,\pi\,r\,K\,(1.6 + 0.295\,Re^{1/2})\,(T_r - T), \tag{14}$$

where Re is the Reynolds number and T_r the surface temperature of the particle, K the thermal conductivity of air and T the temperature of the environment. The heat lost by evaporation, using the previous notation is

$$H_2 = L\,dm/dt = L \cdot 4\,\pi\,r^2\,D\,\Delta\varrho_v\,(1 + 0.229\,Re^{1/2}). \tag{15}$$

The mass of water collected per unit time is $E \cdot \pi\,r^2\,w\,v$. If this is to be frozen completely, then a quantity of heat

$$H_3 = E \cdot \pi\,r^2\,v\,w\,(80 + T) \tag{16}$$

has to be removed, where T is the temperature of the added water in °C, i. e. the temperature of the ambient air. By equating these values of $(H_1 + H_2)$ and H_3 for each element and solving for w, Ludlam obtained a critical value for the liquid-water content for the cloud, at which the maximum rate of heat loss is just that required to allow all the collected

water to freeze. Fig. 23 shows the critical values of w for coagulation elements of different sizes at air temperatures between 0° C and — 30° C in a cloud with base at 900 mb and temperature 10° C. The superimposed pecked lines show the actual values of w calculated for adiabatic ascent with no mixing. If for a particular coagulation element the actual value of w exceeds the critical value corresponding to its radius, then liquid water must accumulate on the element which will acquire a liquid skin. The figure shows that except when the temperature is close to 0° C small coagulation elements ($r < 0.5$ mm) are always able to assimilate the acquired water and grow as completely frozen opaque structures. If the liquid water content is low the same is true of the larger elements, but if the liquid-water concentration is high the larger elements accumulate liquid water at temperatures as low as —20° C or —30° C. In these circumstances Fig. 23 suggests that it is doubtful if coagulation elements can exceed a radius of 0.5 cm without the surface liquid becoming disrupted and shedding small water drops. But Ludlam in making these calculations has taken the particle density to be 0.8 whereas it is likely to be considerably less, in which case particles may reach considerably larger radii before becoming wet.

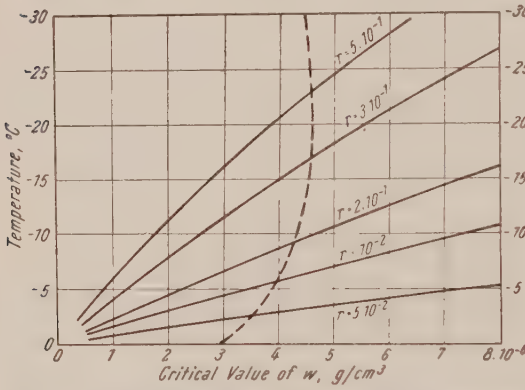

Fig. 23. Critical liquid-water concentrations for coagulation elements of various radii in clouds with bases at 900 mb and base temperature 10° C. If at a particular temperature the actual concentration (shown by pecked lines) exceeds the critical value, then liquid water accumulates on the coagulation-element.

The drops which are flung off from wet hailstones may themselves grow by coagulation and even initiate a water-drop chain reaction. As one wet coagulation element may shed several cm³ of water in the form of drops, only a few ice particles (perhaps 1 per 10 m³) will be sufficient to initiate a shower under favourable conditions.

The core of a hailstone will consist of opaque ice; when it acquires a wet skin and part of this water subsequently freezes, a clear layer of ice will be formed. If the element subsequently passes through a region of low water content the droplets may freeze on contact to form a second opaque layer. Thus if the element passes through several successive regions of high and low water content, alternate layers of clear and opaque ice may be formed. This is the structure of true hailstones which may be interpreted in terms of alternate periods of wet and dry growth which Ludlam (1953) has associated with the passage of a hailstone through several bubbles within a cloud.

It is important to point out that all the above calculations on the growth of precipitation elements in cumuliform clouds have been made with two major simplifying assumptions. First, that no mixing occurs between the rising cloud mass and the drier environment. Mixing no doubt will be very important in small clouds and at the periphery of large ones, but it may not seriously modify the water content in the interiors of large cumulus, although this is by no means certain. Also, the progressive depletion of the liquid-water content by the growing particles has been ignored: calculations have been confined to a single particle not subject to interference by its neighbours. They must be regarded as giving the maximum possible size to which a drop or ice particle will grow under given conditions in the core of a bubble where the liquid water content is undiluted. The criteria given for shower production therefore represent the most favourable conditions for which showers are possible.

Calculations on the more realistic "multi particle" problem are now in progress.

8. Experimental Studies of Precipitation.

a) Radar Studies of Precipitation.

A 3 cm radar equipment is at present being installed for the examination of precipitating clouds. The beam sweeps from horizon to horizon through the zenith to portray a vertical cross-section of the cloud on a range-height display. Alternatively, the aerial system may be locked to look vertically upwards to give the echo intensity from an overhead cloud as a function of height on an "*A*" scope presentation. Because of the temporary paralysis of the receiver by the transmitted pulse, a radar set using a common transmitting and receiving system cannot detect targets at very short ranges (i. e. closer than several hundred feet). In order to study precipitation below cloud base provision will be made for a separate receiving aerial to be used when the radar is directed vertically upwards.

The equipment will be used to study the structure and development of precipitating clouds including special phenomena such as melting bands, upper bands etc.: to determine the echo intensity and particle size as a function of height and hence information on the concentration and growth rate of particles at various levels; to measure rates of rainfall and the spatial and temporal distribution of precipitation in and below clouds.

b) Measurement of Raindrop Size Distribution — The Photoelectric Raindrop Spectrograph.

A spectrograph has been built to obtain an automatic and continuous record of the size distribution of raindrops reaching the ground and its variation with time. Full details of the instrument will be published by Mason and Ramanadham but the essential features are shown in

Figs. 24 and 25. A rectangular, parallel light beam, 5 cm wide and 0.5 cm in depth is produced by a stabilised high-pressure mercury arc

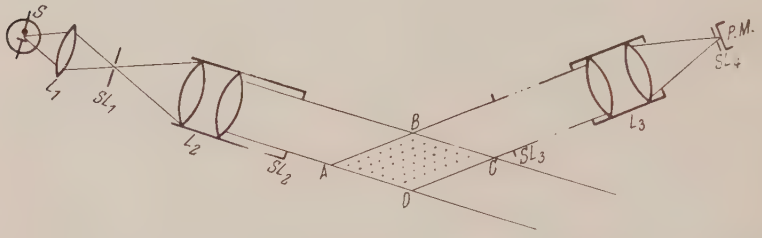

Fig. 24. The optical system of the Raindrop Spectrograph. S = mercury arc, L, L_2, SL_2 = collimator system, $ABCD$ = sampling area, SL_3, L_3, SL_4 = telescope or receiving system, PM = photo-multiplier.

and a collimator. Raindrops falling through this beam scatter light in all directions, some of which is collected by the telescope and focussed on to the cathode of a photo-multiplier tube placed at the focus of the

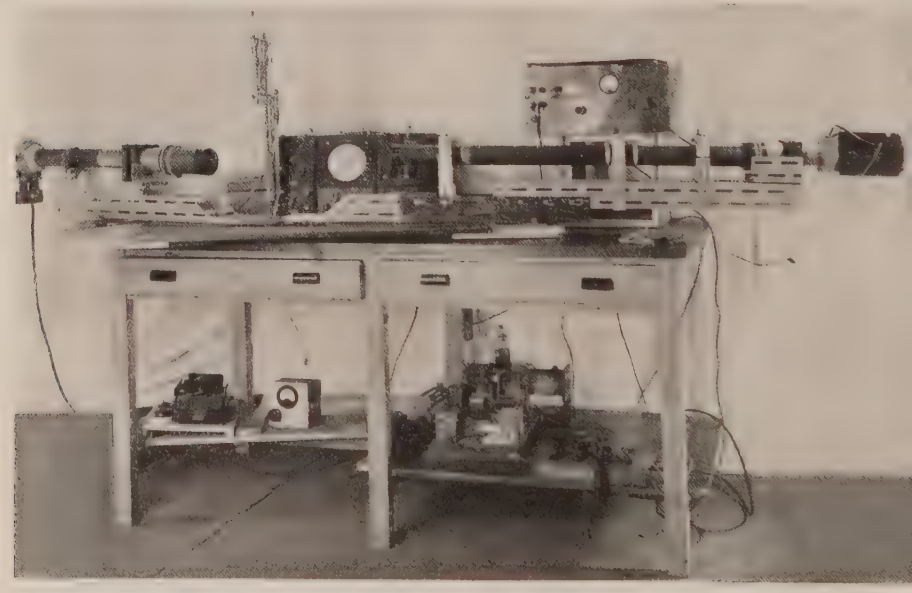

Fig. 25. General view of Raindrop Spectrograph wtih microburette for producing calibrating drops.

telescope lens system. Only those raindrops falling through the shaded area are recorded, this sampling area being about 40 cm^2. Each raindrop produces a light pulse at the photomultiplier where it is converted into

a voltage pulse of amplitude roughly proportional to the square of the drop radius. The voltage pulses corresponding to various drop sizes are sorted by electronic discriminator circuits into eight different size groups, the number in each group being recorded continuously on a four-figure telephone message register. The bank of registers together with the recorder of a very sensitive rainguage and a clock are photographed at minute intervals. Hence a histogram of the drop size distribution can be plotted for any selected instant of time and the variations of the drop-size spectrum with time can be studied; a check is provided by comparing the integrated spectrum with the rate-of-rainfall recorder.

The instrument is calibrated with artificially-produced drops of standard size and at present can detect drops of radius greater than 100 μ; greater sensitivity may be obtained by refrigerating the photocell. Some of the major advantages of this instrument are: a) the sampling area is optically defined so that the results are not vitiated by splashing which occurs in mechanically defined systems, b) the sampling area is well-defined and a drop of given size produces the same response at all points in the sensitive area, except of course, at the very edges, c) the sampling area is large enough to record a representative sample of drops in a ten-minute shower but not so large that coincident counts will be numerous. d) use of the instrument is not restricted to vertically falling drops, e) the sorting and recording is entirely automatic, avoiding the immense labour involved in previous techniques.

The raindrop spectrograph will be used in conjunction with the radar equipment in the investigations which have been described above.

9. Macroscopic Features of Clouds.

a) The Development and Forms of Ice Clouds.

Ludlam (1948, 1951b) has discussed the physical development of ice clouds and interpreted their form in terms of the microphysical processes of condensation and ice crystal growth and of the environmental conditions. He infers from the cloud-chamber experiments of Findeisen and Schulz (1944) that with extremely slow rates of cooling ice crystals may arise on especially favourable nuclei at humidities below water-saturation but with moderate and vigorous rates of expansion the first visible product is always a water cloud, or a mixed cloud depending on the temperature. At temperatures above -30° C the number of ice crystals formed is small compared with the number of water droplets but at lower temperatures the numbers of each become comparable. Even if ice particles are formed at sub-water saturation, in any but the slowest of expansions their small number will be insufficient to prevent the occurrence of condensation a little later. Thus most ice clouds will commence their lives as mixed clouds in which the ice crystals will grow by sublimation and coagulation so that they soon fall out of the parent cloud which survives as a pure water cloud. The appearance of the precipitated elements is known as "virga" or "Fallstreifen". Fallstreifen

are a normal occurrence beneath altocumulus castellatus and cumulonimbus often reaching the ground as showers: when brightly illuminated and detached from the parent clouds they resemble isolated wisps of cirrus.

The lower and thinner forms of altocumulus have very low liquid-water contents, and since the air in the cloudlets is constantly replaced, any ice crystals present will grow slowly and may for some time produce no discernible Fallstreifen. However, the crystals being slower to evaporate than the droplets, may be drawn back into the cloud several times by the shallow-layer convective circulations increasing in size and number (by splinter formation) all the while. It may be in this way that parts of Ac sheets are transformed into thin ice clouds: the ice crystal may then fall out and evaporate in the drier air beneath so that the final effect of the action of the ice nuclei is the dissipation of the cloud. On some occasions Ac appear to become infected with ice crystals over a patch of Fallstreifen. It is common for some cloudlets of high Ac to produce well-defined Fallstreifen, the larger cloudlets being characteristically affected because of the lower summit-temperature, the higher water content, the greater depth of cloud and the stronger upcurrent. While falling through the ice-supersaturated layer beneath the base of the parent cloud, Fallstreifen particles continue their growth. In general, the depth of the layer and the degree of supersaturation in its upper part increase with the fall of temperature. High, delicate Ac clouds may disappear in producing faint short trails, which then continue to grow while descending some thousands of feet, finally becoming dense ice clouds.

Clearly no fundamental distinction need be made between ice clouds originating in this way and isolated cirrus forming at lower temperatures with little or no trace of a parent cloud containing liquid water. At the higher levels normally associated with cirrus formation the ascending motions are generally less vigorous and the ice nuclei will have a better opportunity to prevent the appearance of a water cloud because of their rapid growth at the high ice-supersaturations which may approach 50 per cent. Nevertheless, in the upper parts of young isolated cirrus it is sometimes possible to observe shreds of clouds which are not wholly fibrous but which have a curdled appearance and may show irridescence: these may be regarded as water clouds. Although the quantity of water available at these levels is small the small number of ice crystals produced allows them to grow to a considerable size and attain fall-speeds of about 0.5 m sec^{-1} while growing in the cloud and the supersaturated layer below. Thus Ludlam interprets the characteristic fibrous structure of ice clouds as due simply to the high falling speed of the individual particles, combined with the lack of uniformity in the density of the cloud, which is a result of the sparseness and the irregular distribution of the ice nuclei.

Very slow prolonged expansions at high levels may be expected to produce diffuse clouds containing very few small ice particles at humidities considerably below that representing water saturation. Cirro-nebula and

the more homogeneous types of cirrostratus has a distinctly fibrous structure, and more probably consists of the accumulated debris of isolated cirrus clouds.

Ludlam considers the anvil structure of a well-developed cumulonimbus to consist of very dense Fallstreifen. When glaciation sets in the previously homogeneous dense water cloud is transformed into a ragged and thinner ice cloud by the falling out of the larger frozen elements.

The elements of Fallstreifen which fall from mixed clouds are probably small graupel particles which slowly melt into raindrops when they fall below the 0° C isotherm. Those from isolated cirrus generally consist

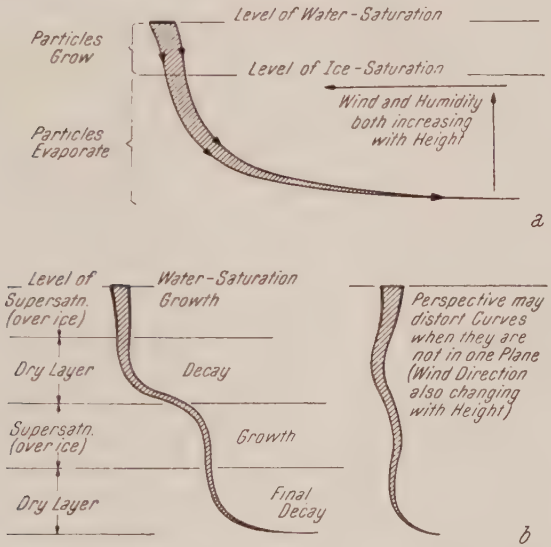

Fig. 26. *a* Typical shape of Fallstreifen (vertical section). *b* Formation of double bend in Fallstreifen by fall through a subsidiary damp layer. (Reproduced by courtesy of the Royal Meteorological Society.)

of clusters of rather large, hollow, prismatic crystals (Weickmann 1947). There will be no tendency for these solid elements to evaporate after leaving the cloud until the humidity falls below that representing ice saturation. Indeed, the particle may continue to grow for some time as they pass through the ice-supersaturated lower below the cloud. The horizontal velocity of the elements will be initially that of the cloud and thereafter a function of the wind speed beneath the cloud. We therefore note some of the factors which determine the path of the particles, i. e. the shape of the fall-streak. In the presence of a wind-shear the typical form of the Fallstreifen will be as shown in Fig. 26a, where the particles lag behind the parent cloud.

Ludlam develops these ideas to explain the characteristic shapes of isolated cirrus clouds of which cirrus uncinus forms a typical example.

The particular shapes which the clouds assume are interpreted in terms of the vertical distribution of wind and humidity, e. g. the sharp bends in the lengths of the clouds and the zig-zag formations find a natural explanation in terms of a gradual increase of wind with height and a discontinuous humidity distribution as shown in Fig. 26.

b) Studies of Orographic Cirrus Clouds.

Ludlam (1952b, c) has made careful observations of cirrus clouds in S. E. England and has established that they often form at heights of 20000 or 30000 ft over hills less than 1000 ft above the surrounding country. These clouds which are to be distinguished from lee-wave clouds are attributed to a general lifting of the air over the hill and originate over the hill itself; Ludlam has called them hill-wave clouds. The association between the cloud distribution and the topography is obvious only when the clouds are forming. Ludlam has measured the bearing and elevation of the cloud-forming regions, estimated roughly the cloud height and thus established the distance of the clouds and located the hills which caused them. The minimum height of the clouds was taken to be that of the -40° C isotherm on the grounds that ice crystals would not form in appreciable numbers at these levels at higher temperatures because of the sparsity of effective ice nuclei. On some occasions, when it appeared obvious that only a certain hill or ridge could be responsible, he calculated from the known range of the hill and the measured elevation of the cloud, its height: all such estimation agreed within about 1000 ft with the height of the -40° C isotherm although this varied from 20000 ft to 32000 ft.

At levels where the temperature approaches -40° C many ice crystals are likely to appear within the clouds, and their character may then change. This is because ice-cloud does not form until the air is cooled to near the dew point. Cloudless air at high levels may thus be supersaturated with respect to ice; if cloud forms in this air as it rises near a hill many of the supercooled droplets at first produced may freeze, and the crystals so formed continue to grow even then the air subsequently descends, because ice-supersaturation is maintained unless the air sinks below its original level. Such a cloud would have a sharply defined windward edge at the head of a long trail of fibrous ice cloud which might extend over several hundreds of miles before its decay begins. Less extensive clouds may be formed if the humidity of the air is originally lower, while irregularities in the humidity distribution, and also in those properties of the air and its flow which determine the character of the disturbance in crossing hills, may sometimes result in the cloud formation being sporadic, so that the cirrus produced are patchy and irregular. The necessary vertical displacement of the air by the hill can be estimated as that required to increase the humidity from its initial value to saturation over liquid water. In particular cases investigated in detail, Ludlam estimated that the required displacements varied between 1000 ft and 5000 ft.

It often appears that cirrus clouds appear preferentially about sunrise and sunset and are much less frequent about midday. SCORER concludes that the wave disturbances in air flowing over hills are likely to be greatly reduced when the air near the ground is unstable, so that the orographic formation of cirrus is in general less likely during the day-time for this reason.

References.

BECKER, R. and W. DÖRING (1935): Ann. Phys. **24**, 749.
BOWEN, E. G. (1951): J. Atmos. Terr. Phys. **1**, 125.
BROWNE, I. C. (1952): Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 590.
FINDEISEN, W. and G. SCHULZ (1944): Forsch. u. Erfahrb. Reichsamt f. Wetterd., Ser. A, No. 27.
FREY, F. (1941): Z. Phys. Chem. B **49**, 83.
FRITH, R. (1951): Quart. J. R. Met. Soc. **77**, 441.
HOLLSTEIN, Frl. (1947): Quoted by WEICKMANN (see below).
HOOPER, J. E. N. and A. A. KIPPAX (1950): Quart. J. R. Met. Soc. **76**, 125.
KRAMERS, H. (1946): Physica **12**, 61.
KUMAI, M. (1951): J. Met. **8**, 151.
SCHULZ, G. (1947): Ber. Deutsch. Wetterd., US-Zone, No. 1, 3.
SCHAEFER, V. J. (1946): Science **104**, 457.
TURNBULL, D. and J. C. FISHER (1949): J. Chem. Phys. **17**, 71.
WEICKMANN, H. (1947): Die Eisphase in der Atmosphäre. Ber. Deutsch. Wetterd., US-Zone. No. 6; Rep. Trans. No. 716 (Völkenrode), Ministry of Supply, London.
WOODCOCK, A. H. and M. GIFFORD (1949): J. Mar. Res. **8**, 177.
WRIGHT, H. L. (1940): Quart. J. R. Met. Soc. **66**, 66.

Papers Published by the Imperial College Group.

BIGG, E. K. (1953a): The Supercooling of Water. Proc. Phys. Soc. B (in the press).
— (1953b): The Formation of Atmospheric Ice Crystals by the Freezing of Droplets. Quart. J. R. Met. Soc. **79** (submitted for publication).
LUDLAM, F. H. (1948): The Forms of Ice Clouds. Quart. J. R. Met. Soc. **74**, 39.
— (1950): The Composition of Coagulation Elements in Cumulonimbus. Ibid. **76**, 52.
— (1951a): The Production of Showers by the Coalescence of Cloud Droplets. Ibid. **77**, 402.
— (1951b): The Physics of Ice Clouds and Mixed Clouds. Compendium of Meteorology 192.
— (1952a): The Production of Showers by the Growth of Ice Particles. Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 543.
— (1952b): Orographic Cirrus Clouds. Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 554.
— (1952c): Hill-Wave Cirrus. Weather **7**, 300.
— (1953): The Structure of Cumulus Clouds. Proc. of OSTIV. Meeting Madrid (to be published).

Other Publications.

— (1951): Structure of Shower Clouds. Nature **154**, 254.
— (1951): The Heat Economy of a Rimed Cylinder. Quart. J. R. Met. Soc. **77**, 663.

Ludlam, F. H. (1952): Artificial and Natural Shower Formation. Weather **7**, 199.
Mason, B. J. (1950): The Nature of Ice Forming Nuclei in the Atmosphere. Quart. J. R. Met. Soc. **76**, 59.
— (1951a): Spontaneous Condensation of Water Vapour in Expansion Chamber Experiments. Proc. Phys. Soc., B **64**, 773.
— (1951b): Snow Crystals—Natural and Artificial. Endeavour, Vol. X, 205.
— (1952a): The Spontaneous Crystallisation of Supercooled Water. Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 22.
— (1952b): The Spontaneous Nucleation of Supercooled Water. Proc. Roy. Soc., A **215**, 65.
— (1952c): The Production of Rain and Drizzle by Coalescence in Stratiform Clouds. Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 377.
— (1952d): The Physics of Natural Precipitation and the Artificial Production of Rain. Royal College of Science Journal, Vol. **23**.
— (1953): The Growth of Ice Crystals in a Supercooled Water Cloud. Quart. J. R. Met. Soc. **79**, 104.

Other Publications.

— (1950): The Formation of Ice Crystals and Snowflakes. Cent. Proc. Roy. Met. Soc., p. 51.
— (1951): The Natural and Artificial Production of Rain. Times Science Review, Autumn, 1951.
— (1951): The Physics of Precipitation and the Artificial Production of Rain. The Advancement of Science, VIII, P. 308.
— (1952): Thunderstorm Electricity, the Origin and Generation of Lightning. Times Science Review, Autumn, 1952.
— (1953): The Artificial Production of Snow Crystals in the Laboratory. Die Umschau, p. 15.
(1953): A Critical Examination of Theories of Charge Generation in Thunderstorms. Tellus (in the press).
— (1953): A Theory of Charge Generation in Thunderstorms. Quart. J. R. Met. Soc. (in the press).
Mason, B. J. and B. P. Howorth (1952): Some Characteristics of Stratiform Clouds over N. Ireland in Relation to their Precipitation. Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 226.
Mason, B. J. and F. H. Ludlam (1951): The Microphysics of Clouds. Reports on Progress in Physics (Physical Society, London) **14**, 147.
Mason, B. J. and P. G. Owston (1952): Ice Crystals of Spiral Form Grown from the Vapour. Phil. Mag., Ser. 7, **43**, 911.
Mason, B. J. and R. Ramanadham (1953): A Photoelectric Raindrop Spectrometer. Quart. J. R. Met. Soc. (in the press).
Moore, D. J. (1952): Measurements of Condensation Nuclei over the North Atlantic. Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 596.
Scorer, R. S. and F. H. Ludlam (1953): A Bubble Theory of Penetrative Convection. Quart. J. R. Met. Soc. **79**, 94.
Wexler, R. (1952a): Precipitation Growth in Stratiform Clouds. Quart. J. R. Met. Soc. **78**, 363.
— (1952b): Theory of the Radar Upper Band. Ibid. **78**, 372.

551.513.1

(Meteorological Research Institute, Suginami-ku, Tokyo.)

Baroclinicy along some Meridional Cross Sections through the Atmosphere.

By

H. Arakawa.

With 2 Figures.

Abstract. In view of the importance of baroclinicy for the dynamics of the general circulation of the atmosphere, the intensity of solenoidal field along HESS' mean meridional cross sections through the atmosphere as well as the baroclinicy along PALMÉN's individual meridional cross section through the atmosphere are computed, tabulated and illustrated.

Zusammenfassung. Im Hinblick auf die Bedeutung der Baroklinie für die Dynamik der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre werden die Intensitäten des Solenoidfeldes längs den von HESS angegebenen mittleren Meridionalschnitten durch die Atmosphäre wie auch die Baroklinie längs PALMÉNS speziellem Meridionalschnitt berechnet, tabelliert und erläutert.

Résumé. Vu l'importance du baroclinisme atmosphérique dans la dynamique de la circulation générale, on a calculé l'intensité du champ de solénoïdes le long des profils méridiens moyens établis par HESS, ainsi que le long du profil méridien particulier donné par PALMÉN avec reproduction en tableaux et figures.

In view of the importance of baroclinicy for the dynamics of the general circulation of the atmosphere, the present author intends to evaluate the intensity of solenoidal field along some mean meridional cross sections through the atmosphere, $-\oint dp/\varrho$ per unit cross section, where p is the atmospheric pressure, and ϱ the density of air.

For the practical evaluation of numerical values of $-\oint dp/\varrho$, it is convenient to introduce the (absolute) temperature T in $-\oint dp/\varrho$. If the circulation in a meridional vertical plane is to be computed, for instance, a convenient path of integration would consist of two level surfaces whose elevations are z and z' and two comparatively short

vertical lines $a\,a'$ and $b\,b'$ connecting these level surfaces (Fig. 1*a*). From the definition of the geopotential ψ, it follows that $-dp/\varrho = d\psi$. Integration along the two vertical lines $a\,a'$ and $b\,b'$ gives zero, neglecting the variation of the acceleration of gravity. From the equation of state,

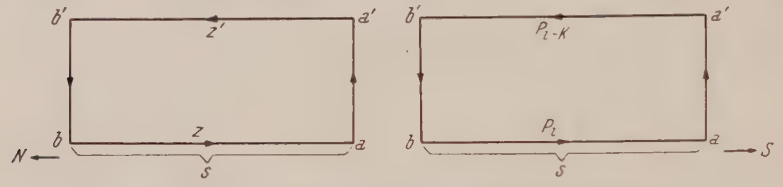

Fig. 1. Path of integration used in computing the baroclinicy.

it follows that $-dp/\varrho = -RT\,d(\ln p)$, where R is the gas constant for the air. Integration along the curves $a\,b$ and $a'\,b'$ gives

$$-\oint dp/\varrho = R\,\overline{T}_{a'\,b'} \ln(p_{a'}/p_{b'}) - R\,\overline{T}_{ab} \ln(p_a/p_b), \tag{1}$$

where $\overline{T}_{ab}$ and $\overline{T}_{a'b'}$ are suitably defined mean temperatures along the curves $a\,b$ and $a'\,b'$, respectively. To a sufficient degree of approximation, we have

$$-\oint dp/\varrho = R\{\overline{T}_{a'b'}(p_{a'} - p_{b'})/p_{b'} - \overline{T}_{ab}(p_a - p_b)/p_b\}. \tag{2}$$

The baroclinicy per elementary cell (which is defined as a cell dividing the atmosphere into a system of tubes by families of horizontal and vertical surfaces which are separated respectively by unit difference of height and of latitudinal distance) will be given by $(-\oint dp\,\varrho)\,s\,(z' - z)$, where s is the latitudinal distance between two stations.

Owing to the continued growth of the radiosonde network of North America, it became possible to prepare some mean meridional cross sections of much validity. This was done by WILLETT (1944) and HESS (1948). HESS made cross sections extended from Salinas, Ecuador, northward to the east coast of the United States and Canada to Arctic Bay, Canada. Thus the range of latitude covered was from 2° 12′ S to 73° 16′ N and the stations were confined within a band of about 6 degrees of longitude. The months of July and August were used together to represent northern-hemisphere summer, and January and February to represent winter. Four years (1942—1945) of the night observations made at about 0300 Greenwich Mean Time were available for forming averages. The pressures and temperatures were tabulated at each twelve stations for the surface and for each kilometer above sea level. These HESS' mean meridional cross sections through the atmosphere were employed to evaluate the baroclinicy, using Eq. (2). The latitudinal distance between stations was used instead of actual great circle distance because the difference between these distances is very small in each case.

The baroclinicy per unit vertical area $(-\oint dp/\varrho)/s\ (z' - z)$ evaluated from HESS' data for winter and summer are tabulated in Tables I and II. They represent the baroclinicy of the atmosphere along longitude 80° W, perpendicular to the prevailing westerlies.

Table I and II show, in general, many of the accepted features of normal baroclinicy (in 10^{-7} sec ^{2}) along the meridional cross section, i. e.

1. In extratropical latitudes the baroclinicy in the vertical meridional plane is generally positive in the troposphere, whereas it is almost negative in the stratosphere.

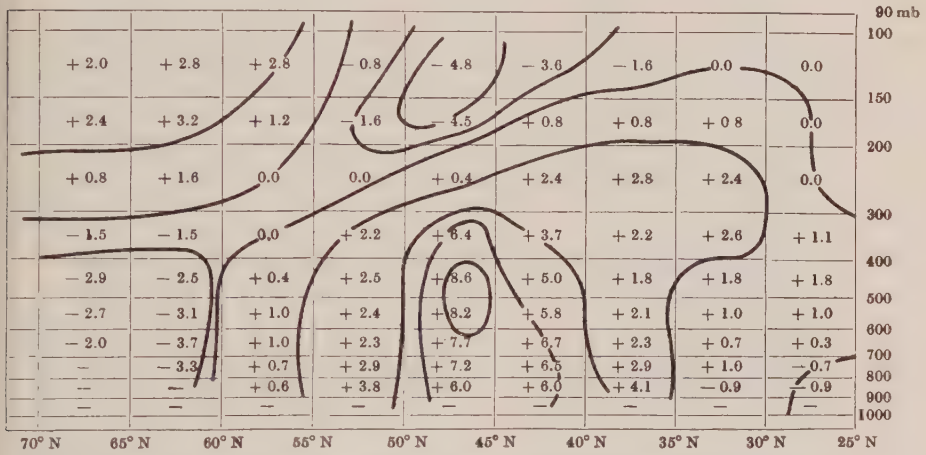

Fig. 2. A mean meridional cross section for 0300 GCT 30. November 1946, showing the average distribution of baroclinicy (in 10^{-7} sec^{-2}) over North America, in a case of approximately straight westerly flow, given by PALMÉN and NAGLER.

2. In low latitudes ($< 30°$ N) the baroclinicies are very small in summer. This lack of solenoïds in the vertical meridional plane has been pointed out by VUORELA (1948) and HESS (1948).

For comparison, the baroclinicy along PALMÉN's individual meridional cross section through the atmosphere is computed and illustrated. To evaluate the baroclinicy in the vertical meridional plane, one might choose the principal isobars p_i and p_{i-k} and the verticals $a\,a'$ and $b\,b'$ connecting isobars at two successive stations (see Fig. 1*b*). Integration along isobars gives zero. From the equation of state, it follows that $-dp/\varrho = -R\,T\,d\,(\ln p)$. Integration along the two verticals $a\,a'$ and $b\,b'$ gives

$$-\oint dp/\varrho = R\,(\overline{T}_{a\,a'} - \overline{T}_{b\,b'})\ln(p_i/p_{i-k}), \tag{3}$$

where $\overline{T}_{a\,a'}$ and $\overline{T}_{b\,b'}$ are suitably defined mean temperatures along the verticals $a\,a'$ and $b\,b'$, respectively.

Table I. *Mean Baroclinicy (10^{-7} sec^{-2}) in Winter.*

Height (km) \ Latitude	Arctic Bay, Canada 73°16′N— Coral Harbour, Canada 64°11′N (68.7°N)	Coral Harbour, Canada 64°11′N— Port Harrison, Canada 58°25′N (61.3°N)	Port Harrison, Canada 58°25′N— Moosonee, Canada 51°16′N (54.8°N)	Moosonee, Canada 51°16′N— Sault Ste. Marie, U. S. A. 46°28′N (48.9°N)	Sault Ste. Marie, U. S. A. 46°28′N— Detroit-Toledo, U. S. A. 42°01′N (44.2°N)	Detroit-Toledo, U. S. A. 42°01′N— Huntington, U. S. A. 38°25′N (40.2°N)	Huntington, U. S. A. 38°25′N— Charleston, U. S. A. 32°54′N (35.7°N)	Charleston, U. S. A. 32°54′N— Miami, U. S. A. 25°49′N (29.4°N)	Miami, U. S. A. 25°49′N— Swan Island, W. I. 17°24′N (21.6°N)	Swan Island, W. I. 17°24′N— Balboa, Canal Zone 8°01′N (12.7°N)	Balboa, Canal Zone 8°01′N— Salinas, Ecuador 2°12′S (2.9°N)
17—18	—	—	—	—	—	—	—	—	+ 3.7	—	—
16—17	—	—	—	—	—	—	— 0.6	— 11.6	— 4.6	+ 2.9	— 1.5
15—16	—	—	— 10.9	+ 7.7	+ 0.4	— 1.3	— 13.5	+ 0.8	— 3.8	+ 1.2	+ 0.3
14—15	+ 3.6	— 20.9	+ 3.2	— 0.5	— 5.0	— 3.9	— 3.3	— 1.6	— 0.1	— 0.6	— 1.4
13—14	+ 3.0	+ 6.8	+ 9.6	— 8.8	— 3.3	— 11.3	— 1.5	— 0.6	+ 1.3	— 2.1	+ 2.2
12—13	— 1.1	+ 8.1	— 3.5	— 0.9	— 2.4	— 2.2	+ 0.4	+ 1.3	— 0.5	— 0.5	+ 1.3
11—12	+ 2.0	— 6.2	+ 5.5	— 8.2	+ 0.2	— 2.3	— 1.0	+ 2.3	+ 2.9	— 1.7	+ 2.7
10—11	+ 2.4	— 1.5	+ 0.4	+ 0.3	— 1.0	+ 3.0	+ 0.2	+ 1.7	+ 1.1	+ 0.3	+ 1.1
9—10	— 2.6	+ 3.0	+ 1.5	— 0.5	+ 0.4	+ 0.9	+ 3.4	+ 4.0	+ 1.6	— 0.4	+ 1.9
8— 9	— 0.1	— 0.2	+ 1.1	+ 3.1	+ 1.3	+ 2.4	+ 5.5	+ 0.9	+ 1.4	+ 0.6	+ 0.6
7— 8	+ 3.1	— 4.4	+ 3.6	+ 0.5	+ 4.3	+ 3.8	+ 1.2	+ 3.6	+ 1.7	+ 0.5	— 0.6
6— 7	+ 3.7	— 1.4	+ 4.4	— 1.1	+ 2.4	+ 6.0	+ 5.8	+ 2.2	+ 0.8	+ 0.7	+ 0.8
5— 6	+ 2.2	+ 0.2	+ 2.9	+ 1.8	+ 2.6	+ 3.3	+ 3.8	+ 2.5	+ 1.9	+ 0.0	+ 0.6
4— 5	+ 1.0	+ 2.0	+ 2.3	+ 2.3	+ 3.8	+ 2.6	+ 4.7	+ 3.0	+ 0.9	+ 0.4	— 0.3
3— 4	+ 1.0	+ 2.3	+ 1.6	+ 4.7	+ 2.5	+ 5.0	+ 4.0	+ 2.8	+ 1.6	— 0.3	+ 0.1
2— 3	+ 0.4	+ 1.7	+ 4.0	+ 1.0	+ 3.6	+ 2.7	+ 5.5	+ 2.5	+ 1.3	+ 0.3	+ 0.4
1— 2	+ 0.9	+ 1.5	+ 2.3	+ 3.0	+ 4.0	+ 3.8	+ 5.1	+ 2.9	+ 1.2	+ 1.2	— 0.1
Surface— 1	+ 5.8	— 5.1	+ 2.0	+ 43.4	— 1.9	— 3.1	— 20.6	+ 2.8	+ 2.3	+ 0.1	— 0.1

Table II. *Mean Baroclinicy (10^{-7} sec^{-2}) in Summer.*

Height (km) \ Latitude	Arctic Bay, Canada 73°16′N — Coral Harbour, Canada 64°11′N (68.7°N)	Coral Harbour, Canada 64°11′N — Port Harrison, Canada 58°25′N (61.3°N)	Port Harrison, Canada 58°25′N — Moosonee, Canada 51°16′N (54.8°N)	Moosonee, Canada 51°16′N — Sault Ste. Marie, U. S. A. 46°28′N (48.9°N)	Sault Ste. Marie, U. S. A. 46°28′N — Detroit-Toledo, U. S. A. 42°01′N (44.2°N)	Detroit-Toledo, U. S. A. 42°01′N — Huntington, U. S. A. 38°25′N (40.2°N)	Huntington, U. S. A. 38°25′N — Charleston, U. S. A. 32°54′N (35.7°N)	Charleston, U. S. A. 32°54′N — Miami, U. S. A. 25°49′N (29.4°N)	Miami, U. S. A. 25°49′N — Swan Island, W. I. 17°24′N (21.6°N)	Swan Island, W. I. 17°24′N — Balboa, Canal Zone 8°01′N (12.7°N)	Balboa, Canal Zone 8°01′N — Salinas, Ecuador 2°12′S (2.9°N)
19—20	+ 4.4	—	—	—	—	—	+ 8.7	— 2.3	—	—	—
18—19	— 2.6	—	—	— 16.4	+ 11.9	— 12.2	— 2.4	+ 7.0	—	—	—
17—18	— 1.9	+ 6.9	— 16.9	+ 5.2	— 2.0	+ 0.7	— 5.8	— 3.9	+ 5.2	—	—
16—17	— 0.7	— 4.5	+ 3.2	— 13.5	+ 3.7	— 10.4	+ 0.4	— 0.8	— 1.4	—	—
15—16	— 1.5	— 3.2	+ 2.2	— 11.0	+ 2.0	— 4.0	— 1.8	— 4.0	+ 5.1	—	—
14—15	+ 0.4	— 5.0	— 0.5	— 3.3	— 2.5	— 5.9	— 4.5	+ 4.0	— 2.8	+ 0.9	+ 4.6
13—14	— 0.8	+ 0.3	— 0.7	— 4.4	— 0.8	— 0.8	+ 0.6	— 3.4	+ 0.7	— 0.6	+ 1.3
12—13	— 0.8	+ 0.6	— 0.7	— 4.8	+ 1.0	— 4.3	+ 0.6	+ 1.5	— 1.4	— 1.7	+ 2.0
11—12	— 1.5	— 1.0	+ 0.4	+ 1.7	+ 0.9	+ 0.2	+ 0.6	+ 0.2	— 0.3	— 0.3	— 0.1
10—11	— 0.7	+ 1.3	+ 4.1	— 3.6	— 0.7	+ 2.7	+ 1.7	— 1.3	— 0.5	— 0.5	— 0.9
9—10	+ 8.9	+ 0.7	+ 0.7	+ 3.7	+ 3.9	+ 0.6	— 1.7	+ 1.9	+ 0.2	+ 0.4	— 1.1
8— 9	— 6.0	+ 0.3	+ 3.7	+ 0.2	+ 1.8	+ 1.2	+ 2.2	+ 0.1	— 0.1	— 0.8	+ 0.3
7— 8	+ 0.7	+ 0.3	+ 4.7	— 0.0	+ 0.8	+ 4.5	+ 1.3	— 0.8	— 0.5	+ 0.5	+ 0.5
6— 7	+ 0.9	+ 4.4	+ 0.7	+ 2.4	+ 2.6	+ 0.6	+ 0.9	+ 0.4	— 0.3	— 0.2	+ 0.1
5— 6	+ 1.4	— 0.0	+ 3.3	+ 1.8	+ 1.1	+ 2.0	+ 1.2	— 0.7	+ 0.2	— 0.1	+ 0.0
4— 5	+ 0.6	+ 3.1	+ 2.5	— 0.5	+ 2.3	+ 0.4	+ 0.9	+ 0.7	— 0.4	— 0.2	— 0.2
3— 4	+ 1.4	+ 1.0	+ 2.4	+ 2.4	+ 0.5	+ 1.2	+ 1.1	— 0.2	— 0.1	+ 0.3	— 0.4
2— 3	+ 0.6	+ 1.8	+ 2.2	+ 1.7	+ 2.2	+ 0.5	+ 1.4	+ 0.4	— 0.2	+ 0.1	— 1.1
1— 2	+ 1.0	+ 1.5	+ 2.5	+ 1.4	+ 1.4	+ 1.9	+ 0.6	+ 0.3	— 0.1	— 0.1	— 1.1
Surface— 1	+ 5.8	— 6.6	+ 2.7	+ 39.8	— 1.6	— 7.2	— 23.7	— 1.0	+ 0.5	— 0.3	— 3.0

Palmén and Nagler (1948) and Palmén (1951) gave numerous vertical cross sections normal to the average air flow in the free atmosphere providing detailed information concerning the structure of temperature and wind fields in several synoptic situations. Fig. 2 represents the distribution of the baroclinicy per unit vertical area, corresponding to a situation with almost zonal flow over North America [see Fig. 7 of Palmén and Nagler (1948) or Fig. 1 of Palmén (1951)]. This figure shows again many of the accepted features of normal baroclinicy along the meridional cross section. The baroclinicies are written for each block in 10^{-7} sec^{-2}.

Acknowledgment: The author wishes to express his thanks to Mr. K. Tsutsumi and Miss Y. Okubo, whose valuable helps made possible the evaluation of the data as shown in Tables I and II.

References.

Hess, Seymour L.: Some new mean meridional cross sections through the atmosphere. J. Meteorol. **5**, 293—300 (1948).

Palmén, E. and K. M. Nagler: An analysis of the wind and temperature distribution in the free atmosphere over North America in a case of approximately westerly flow. J. Meteorol. **5**, 58—64 (1948) (see Fig. 7).

Palmén, E.: The aerology of extratropical disturbances. Compendium of Meteorology, 599—620 (1951) (see Fig. 1).

Vuorela, L. A.: Contribution to the aerology of the tropical Atlantic. J. Meteorol. **5**, 115—117 (1948).

Willett, H. C.: Descriptive meteorology. New York, Academic Press, 310 pp. (1944) (see Figs. 19 and 20).

551.571.7:551.509.317:551.513.1

(Bioklima-Institut Freiburg i. Br., Direktor: Prof. Dr. H. Lossnitzer.)

Feuchtegehalt der Atmosphäre und Niederschlagsprognose im Zusammenhang mit der Lage des Beobachtungsortes zum planetarischen Ringstrom (Jet Stream).

Von

R. Neuwirth.

Mit 6 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird die Beziehung von Gesamtfeuchte der mittleren Atmosphäre (abgekürzt GF) zu Bewölkung und Fronten statistisch untersucht und die Zeichnung von Karten der GF angeregt; die Bedeutung des Ausbaues optischer Methoden wird hervorgehoben. Im Anschluß daran ergibt eine Untersuchung über die Zonen der größten Ausbeute der GF eine prognostisch verwertbare Bevorzugung der Lage am warmen Rand der Frontalzone bzw. des „*planetarischen Ringstromes*", welchen Ausdruck Lossnitzer als Übersetzung für „*jet stream*" vorschlägt. Anschließend wird gezeigt, wie durch Kombination der hydro- und thermodynamischen Betrachtungsweise die Niederschlagsprognose weiter verbessert werden kann.

Summary. The relation between total humidity (GF) of the middle atmosphere and cloudiness or fronts is investigated statistically, and it is proposed to draw cards of the GF; the importance of promoting optical methods is emphasized. Furthermore an investigation of the zones with the bigges yield of GF leads to a preference of the warm edge of the frontal zone which is realizable for forecast; this part is the "*jet stream*" for which Lossnitzer proposes the German translation "*planetarischer Ringstrom*" (planetary annular stream). Finally it is shown how the forecast of precipitation can be improved by a combination of hydro- and thermodynamic manner of consideration.

Résumé. L'auteur étudie par voie statistique la relation existant entre «l'humidité totale» de l'atmosphère moyenne d'une part et la nébulosité et les fronts de l'autre; il reccommande le dessin de cartes de cette humidité totale et souligne l'avantage qu'il y a à développer les méthodes optiques. Une recherche portant sur les zones de plus grande humidité totale montre une relation pronostique particulière s'attachant aux régions chaudes en bordure de la zone frontale, respectivement de l'«*anneau planetaire de courant*» (planetarischer Ringstrom selon Lossnitzer, ou jet stream). En associant les points de vues hydrodynamique et thermodynamique, il est possible d'améliorer la prévision des précipitations.

I. Gesamtfeuchtegehalt der Atmosphäre.

1. Bestimmungsmethode.

Eines der wesentlichsten Grundelemente des meteorologischen Zustandes der Atmosphäre ist der Feuchtegehalt der Luft. Leider sind einerseits die Bestimmungsmethoden nicht so exakt, daß nicht große Fehlerstreuungen auftreten können, und anderseits ist die Berücksichtigung des Feuchtegehalts der Atmosphäre, der bei den Aufstiegen über dem Taupunkt gemeldet wird, im praktischen Dienst noch nicht sehr entwickelt. Es werden meist nur die Änderungen der relativen Feuchte einzelner Standardaufstiege täglich verfolgt. Von besonderem Interesse wäre jedoch, den Gesamtgehalt an Wasserdampf in einzelnen Zahlen ausgedrückt vor sich zu haben und mit diesen Größen Karten zu zeichnen, die das synoptische Bild der Wetterlage weitgehend vervollständigen könnten.

Die atmosphärische Strahlungsforschung hat den Begriff des „Niederschlagswassers der Atmosphäre", in der angelsächsischen Literatur „*precipitable water*", geschaffen. Damit wird die in einer senkrechten Säule über dem Beobachtungsort enthaltene, in kondensierte Form gebrachte Menge Wasserdampf erfaßt. Als Maßeinheit dient cm oder mm. Eine Darstellung der in Frage kommenden Methoden mit eigenen Messungen gibt J. Goldschmidt [*1*]. Als die gegenwärtig beste Berechnungsart führt er die aus Radiosondenaufstiegen an, wobei besonders die praktische Unabhängigkeit von der Wetterlage ins Gewicht fällt. Der Gang der Entwicklung zielt jedoch auf eine stärkere Verwendung der optischen Verfahren, wie Aktinometermessungen und Spektralmessungen in Wasserdampfbanden, hin. Besonders durch die von W. Schüepp [*2*] erfolgte Durcharbeitung und Verbesserung der Aktinometermessungen bietet sich die Möglichkeit einer erfolgreichen Verwendung dieses Meßverfahrens zur Bestimmung des Wassergehalts der Atmosphäre. Im Zuge der Weiterentwicklung regte Lossnitzer an, in Freiburg i. Br. systematische Bestimmungen des Niederschlagswassers der Atmosphäre aus den Aufstiegen durchzuführen. Goldschmidt konnte mit den in 1000-m-Stufen berechneten absoluten Feuchten der Wahnsdorfer Radiosondenaufstiegsstelle die entsprechenden Summenwerte rechnen. Den hiesigen Auswertungen wurden die Straßburger Aufstiege zugrunde gelegt, da Straßburg die nächste Aufstiegsstelle ist. Aus Taupunkt und aktueller Temperatur wurde über die relative Feuchte R zunächst die absolute Feuchte a unter Zuhilfenahme des Dampfdruckes e berechnet. Es liegen dafür die folgenden Gleichungen zugrunde:

$$R = 100\,\frac{e}{E}, \qquad e = \frac{RE}{100} \tag{1}$$

und

$$a = \frac{1{,}060}{1 + \frac{t}{273}} \cdot e = 289 \cdot \frac{e}{T}\ \mathrm{gr/m^3} \tag{2}$$

nach Süring [*3*].

Die Kurve der absoluten Feuchte wurde mittels der Druckhöhenkurve in 1000-m-Intervalle eingeteilt und mit den graphisch festgestellten Mittelwerten der Tausenderstufen und der Anfangsstufe über die Gesamtsumme der absoluten Feuchte (kg m³) die Höhe des Niederschlagswassers des betrachteten Ausschnittes der Atmosphäre bestimmt. Im Laufe der Arbeit konnte eine mittels des thermodynamischen Rechenschiebers des ehemaligen Reichsamtes für Wetterdienst von H. v. Rudloff aufgestellte Tabelle mit aktueller Temperatur und Taupunkt als Eingängen vorteilhaft verwendet werden. Weiter zeigte es sich, daß für die zunächst interessierenden, synoptischen Probleme die Grundschicht nach Schneider-Carius [4] nur eine zusätzliche Streuung im Verlauf der Werte darstellt. Da weiterhin für die Wetterentwicklung der Feuchtegehalt über 5000 m wegen der dort auftretenden kleinen Werte der absoluten Feuchte nur noch eine geringere Rolle spielt, wurde die Schicht von 850 bis 500 mb allein bearbeitet. Es ist dabei keine Fälschung durch hohe Bodenwerte bei Nebellagen, örtlichen Stauerscheinungen usw. mehr enthalten. Das Gebiet der quantitativ am stärksten hervortretenden Wasserdampfumsetzungen ist weitgehend erfaßt. Die Zahlen geben an, wieviel mm Niederschlag der Wasserdampf der mittleren Atmosphäre bei Kondensation und Ausregnung ergeben würde. Sie bilden weiterhin ein Maß für die Feuchtereserve der Atmosphäre für Wolken- und Niederschlagsbildung. Dabei dürfte der Niederschlag selbst nicht die große Rolle spielen, wie der in der atmosphärischen Optik übliche Begriff „Niederschlagswasser" vermuten läßt. Das wesentliche Merkmal ist vielmehr die durch den Wasserdampf gegebene Möglichkeit zu Umsetzungen innerhalb des Phasendiagramms des Wassers und damit zu Wettererscheinungen. Dabei ist das Verhältnis ähnlich wie zwischen potentieller und kinetischer Energie. In gewissem Sinne ist auch der Wasserdampf eine potentielle Größe innerhalb der Atmosphäre, die als Ausgang für die Umsetzungen zur Bildung der Hydrometeore von Wichtigkeit ist. Da die dabei zu erzielende Regenmenge von verschiedenen Zwischenstufen abhängig ist, erscheint es empfehlenswert, an Stelle der starken Betonung des Endproduktes durch den Ausdruck Niederschlagswasser der Atmosphäre die Bezeichnung „potentieller Gesamtfeuchtegehalt der Atmosphäre" oder kürzer „Gesamtfeuchtegehalt" (abgekürzt GF) einzuführen; als Maßeinheit dafür bleibt kg m² oder mm Niederschlagshöhe.

2. Gesamtfeuchtegehalt GF und Bewölkung.

Der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre führt bei eintretender Kondensation zunächst zum Auftreten von Bewölkung. Für das Erreichen des Kondensationspunktes ist unter der Voraussetzung des Vorhandenseins von Kondensationskernen die relative Feuchte maßgebend. Bei dieser Größe ist die Temperaturabhängigkeit berücksichtigt. Die absolute Feuchte, die der Berechnung der GF-Werte zugrunde liegt, enthält über den Dampfdruck und die in Gl. (2) im Nenner stehende Temperatur noch eine Temperaturabhängigkeit. Eine Zunahme der

GF-Werte wird äußerlich sichtbar, wenn sie bis zur Kondensation führt. Sie kann jedoch durch eine advektive oder adiabatische Erhöhung der Temperatur aufgefangen werden und dann ohne sichtbare Wirkung bleiben. Es ist daher nicht mit einer sehr straffen Korrelation zwischen GF und Kondensationserscheinungen, wobei zunächst an Wolkenbildung gedacht werden soll, zu rechnen. Kann trotzdem ein überzufälliger Zusammenhang festgestellt werden, so bedeutet das, daß mit den GF-Zahlen die mit dem Feuchtegehalt der Atmosphäre zusammenhängenden meteorologischen Erscheinungen erfaßbar sind.

Es wurden zunächst die interdiurnen Änderungen der auf den 3-Uhr-Aufstiegen von Straßburg fußenden GF-Werte mit den interdiurnen Bewölkungsänderungen der 3-Uhr-Beobachtungen vom Wetteramt Freiburg korreliert. Bei in dem Zeitraum vom 1. November 1951 bis 31. Oktober 1952 vorliegenden 332 Wertepaaren ergab sich ein Korrelationskoeffizient

$$r_{\Delta\,\mathrm{GF}/\Delta b} = +\,0{,}31.$$

Gemäß Koller [5, Tafel 10] liegt der Zufallshöchstwert bei 0,16. Unter Benutzung der Umrechnungstafel von r in das eine normale Verteilung zeigende z nach Fisher in [6] beträgt der dreifache mittlere Fehler von z 0,165. Mit einem Wert von 0,32 liegt z weit außerhalb des Zufallsbereiches um $z = 0$. Es ist also auf Grund dieser Rechnung eine echte Korrelation zwischen der Änderung der GF-Werte und den Bewölkungsänderungen anzunehmen. Da aber ein Korrelationskoeffizient streng genommen nur bei linearer Abhängigkeit der beiden zu untersuchenden Größen angegeben werden kann und diese Voraussetzung in dem vorliegenden Fall nicht erfüllt ist, wird von der Messungsstatistik zur Ereignisstatistik übergegangen. Es wird dabei lediglich untersucht, ob rein qualitativ einer Zunahme der GF-Werte eine Vergrößerung der Bewölkungszahl gegenübersteht. Mit Hilfe des T-Verfahrens nach v. Schelling [7] errechnet sich $T = 3{,}99$; zur Sicherung ist nur 3,0 verlangt. Bei dieser Rechnung wurden die Tage nicht berücksichtigt, in denen vom Vortag her der vollkommen bedeckte oder wolkenlose Himmel sich erhalten hatte, wo also eine gewisse Persistenz anzunehmen war. Dadurch fielen 99 Tage aus. Es zeigt sich, daß ein überzufälliger Zusammenhang besteht zwischen Änderung der GF-Werte und der Änderung der Bewölkung zum Zeitpunkt der Aufstiege, wobei allerdings der Aufstiegsort Straßburg vom Beobachtungsort Freiburg etwa 65 km entfernt liegt, so daß dadurch eine Verschlechterung des Zusammenhangs auftreten kann.

3. Änderung der GF-Werte und Frontdurchgang.

Eine straffere Kopplung ist zwischen Frontdurchgang und Änderung der GF-Werte zu erwarten. Zur Untersuchung wurden die Fronten herangezogen, die in der Zeit vom 1. November 1951 bis 31. Oktober 1952 Freiburg i. Br. zwischen 21 Uhr und 3 Uhr passierten. Die Zeitbeschränkung war notwendig, da selbstverständlich Frontdurchgang und Aufstiegszeit nicht zu weit auseinander liegen durften. Nach dieser Auswahl

blieben noch 52 Frontdurchgänge. Bei diesen zeigten 7 Tage im Vergleich zum Vortag einen Feuchterückgang. Es waren dies Frontdurchgänge, wie z. B. am 14. und 15. August 1952, die ohne Wetterwirkung geblieben waren, oder es war die Passage schon kurz nach 21 Uhr des Vortags erfolgt, so daß der Frühaufstieg schon deutlich auf der Rückseite lag. Mit Hilfe des Differenzenverfahrens (vgl. [*6—8*]) konnte gezeigt werden, daß mit $T = 8{,}16$ die zur Ausschließung eines Zufallsergebnisses mindestens verlangte Kennziffer von $T = 3$ weit überschritten wird.

Nach Koller [*5*, Tafel 5 und 6] beträgt die maximale Grenzdifferenz 12%. Da die wirkliche über 25% aufweist, ist auch von dieser Seite her eine Sicherung gegeben. Der Zusammenhang ist straff und gerade Fälle mit entgegengesetztem Verhalten können prognostisch wertvoll werden, wenn es gelingt, den Gang der GF vorherzusagen.

4. Synoptische Karte des Gesamtfeuchtegehalts der mittleren Atmosphäre.

Um dieses prognostische Ziel zu erreichen, wurde dazu übergegangen, synoptische Karten des GF-Gehaltes zu zeichnen. Eine Grundvoraussetzung für die praktische Anwendung solcher Darstellungen ist die Forderung, daß sie in einer im allgemeinen Dienstbetrieb tragbaren Zeit gezeichnet werden können. Dazu wurde von den täglich durch das Zentralamt Bad Kissingen übermittelten Sendungen der aerologischen Werte ausgewählter Höhenstufen der Nordhalbkugel (SLNH) ausgegangen. Diese bringen die erforderlichen Temperatur- und Höhenangaben für 850 mb, 700 mb und 500 mb. Es wurde auf eine Errechnung des Feuchtegehalts in 1000-m-Stufen, wie es bei dem Einzelaufstieg von Straßburg geschah, verzichtet. Da die Grundschicht bis 850 mb mit ihren häufigen Inversionen von vornherein nicht berücksichtigt wurde, konnte je ein Mittelwert der absoluten Feuchte für die Schichten von 850 bis 700 mb und von 700 bis 500 mb unter der vereinfachenden Annahme einer linearen Abnahme gebildet werden. Diese wurden mit den ebenfalls den Sendungen entnommenen beiden Höhen multipliziert. Die Addition der beiden Werte ergab in Annäherung den Gesamtfeuchtegehalt der mittleren Atmosphäre. Als Maßeinheit wurde mm oder damit identisch kg/m² gewählt. Die Karten wurden von V. Zimmermann in nicht ganz $1^1/_2$ Stunden fertiggestellt. Die Auszeichnung erfolgte durch die Konstruktion der Linien gleicher GF.

Abb. 1 gibt eine derartige Karte für 24. Oktober 1952, 3 Uhr, wieder. Es tritt sehr deutlich die im Zusammenhang mit einem südlich Islands liegenden Tief, das einen deutlichen Warmsektor zeigt, vordringende Warmluft, welche sich durch einen hohen Gesamtfeuchtegehalt der Aufstiege über Frankreich und England auszeichnet, hervor. Demgegenüber prägt sich über Norddeutschland die Kaltluft durch niedrige GF-Werte aus. Der Frontverlauf schmiegt sich ungefähr den Linien gleicher GF-Werte an. Hervorzuheben ist, daß bis zu 600 km vor der Warmfront schon erhöhte GF-Werte auftreten. Die 10-mm-Isolinie gibt ungefähr die Grenze der Wetterwirksamkeit an. Diese zeigt sich in der Bewölkung und in zunächst nur vereinzelten Niederschlägen. Danach hätte die GF-Karte auch Ähnlich-

keit mit den französischen Darstellungen des *système nuageux*, ohne jedoch mit diesen, wie sich in der nicht sehr straffen Korrelation zwischen Bewölkung und GF-Werten zeigt, identisch zu sein. Die Bedeutung der Karte liegt darin, daß sie über den Gesamtfeuchtegehalt sowohl Feuchte- als auch Wärmeinhalt berücksichtigt. Besonders eindrucksvoll tritt in Abb. 1 der große Gegensatz der GF-Werte über dem nördlichen Süddeutschland hervor.

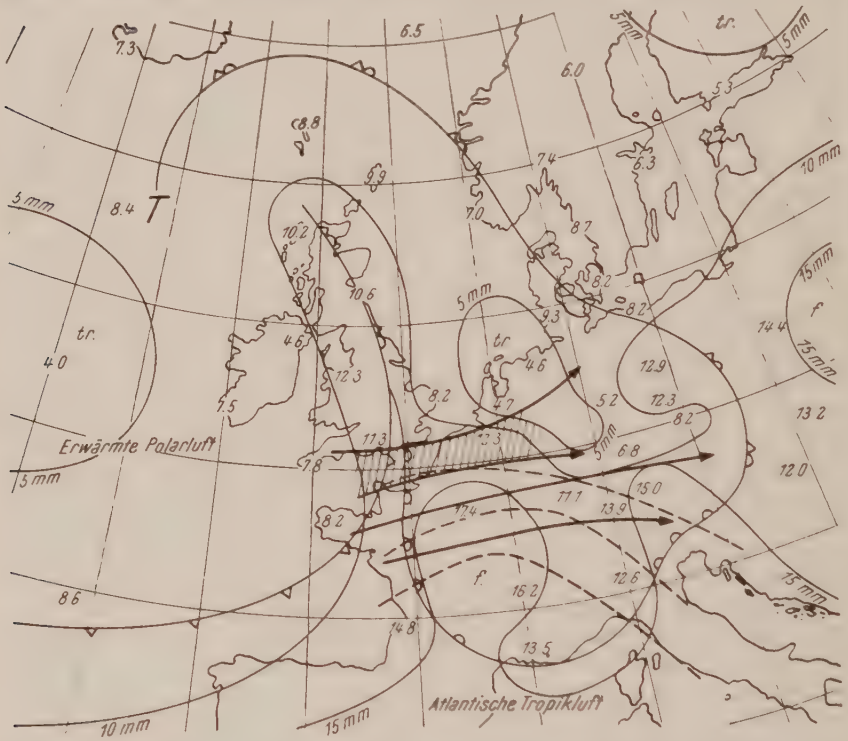

Abb. 1. Karte der Gesamt-Feuchtewerte in mm vom 24. Oktober 1952, 3 Uhr. Dünn ausgezogen: Linien gleicher GF. Schraffiert: Frontalzone. Gestrichelt: Isolinien der relativen Topographie 500/1000. Kräftig ausgezogen: Isohypsen der 500-mb-Fläche, die gleichzeitig auch die im wesentlichen von Westen nach Osten verlaufende Strömung darstellen sollen und daher auf der Ostseite Pfeilspitzen tragen. Fronten: Kaltfront, Warmfront, Okklusion.

An der Trennungslinie der hohen und tiefen Werte traten starke Wettererscheinungen auf. Es fielen in Freiburg bis zum nächsten Tag 37,1 mm Niederschlag. Auf die dabei aufgetretenen starken Aufgleitvorgänge wird später noch eingegangen. Zunächst sei nur auf die in der Darstellung sichtbaren großen Wasserdampfreserven der von Westen herankommenden Luft, die die ergiebigen Niederschläge verständlich machen, hingewiesen. Gerade in diesem Gesichtspunkt ist die GF-Karte den früheren Zusammenstellungen der äquipotentiellen Temperaturen überlegen. Sie erfaßt nicht nur ein einzelnes Niveau, sondern Summenzahlen, die sich über die gesamte für das Wettergeschehen wesentliche Schicht erstrecken. Weiterhin möge von

ihr eine Anregung zum weiteren Ausbau der optischen Methoden zur Bestimmung des Gesamtfeuchtegehalts der Atmosphäre ausgehen. Bei Verbesserung der optischen Verfahren, z. B. der Aktinometer- und Wasserdampfabsorptionsmessungen und ihrer gleichzeitigen synoptischen Durchführung an mehreren Observatorien, könnte der praktischen Wettervorhersage wertvolles zusätzliches Material zur Verfügung gestellt werden. Wenn die Bindung an Strahlungstage auch im wesentlichen fortbestehen bleibt, so ist doch die Vorstellung naheliegend, daß bei besonderen Wetterlagen die zu den planmäßigen Aufstiegen auf optischem Wege zusätzlich gewonnenen GF-Werte eine wertvolle und manchmal für die Wetterprognose entscheidende Ergänzung darstellen können.

II. Anwendung der Resultate zum Ausbau der Niederschlagsprognose.

1. Feuchteausbeute und Lage des Beobachtungsortes zur Frontalzone.

Der Feuchtegehalt der Atmosphäre bildet auf dem Weg über die Wolken die Quelle, aus der die Niederschläge gespeist werden. Die subtropischen Luftmassen mit ihrem hohen Wasserdampfgehalt können, wenn dieses Feuchtepotential rasch umgesetzt werden kann, in kurzer Zeit große Regenmengen liefern. Die sommerlichen Gewitterregen bieten dafür ein eindrucksvolles Beispiel. Im Winter, wo Kaltluftmassen mit geringem Gesamtfeuchtegehalt eine Rolle spielen, werden große Niederschlagsmengen, wenn nicht ein besonders markanter TW-Einbruch mitbeteiligt ist, erst durch lang andauernde Niederschläge erreicht. Es erschien naheliegend, den gefallenen Niederschlag in Beziehung zu dem im vorausgegangenen Kapitel eingeführten Begriff des Gesamtfeuchtegehaltes der Atmosphäre zu setzen und ihn in Prozenten der GF anzugeben. Da jedoch für Freiburg nur die Frühaufstiege von Straßburg zur Verfügung stehen, konnten, um keine allzu große zeitliche Diskrepanz entstehen zu lassen, nur die Nachtniederschläge Verwendung finden. Es wurden die zum ersten Klimatermin gemessenen Niederschlagshöhen, die also von 21.28 Uhr des Vortages bis 7.28 des Datumtages gefallen sind, in Beziehung zu den GF-Werten gesetzt. Die errechnete Prozentzahl wird in Anlehnung an die chemische Terminologie „*Feuchte-Ausbeute* (FA)“ genannt. 50% FA bedeutet somit, daß von 10 kg/m² Gesamtfeuchtegehalt die Hälfte als Niederschlag fiel und mit 5 mm gemessen wurde. Da sich jedoch die Luft nicht in vollkommener Ruhe befindet, rührt der gefallene Niederschlag nicht aus einer starren Säule über dem Meßort her; sondern die Luft und damit der Feuchtegehalt wird durch den Wind dauernd erneuert, so daß der Ausdruck „Ausbeute“ streng formal nicht anwendbar wäre, da die Bezugsgröße sich dauernd ändert. Die praktischen Rechnungen veranlaßten aber doch die Einführung des Begriffs, da dadurch eine Unterteilung der Niederschläge möglich wurde, die sich besonders bei größeren Mengen vorteilhafter gezeigt hat als die nach mm Niederschlagshöhe.

Mit Hilfe des Begriffs der Feuchte-Ausbeute konnte die Frage nach den Stellen der größten Umsetzungen eine Bearbeitung erfahren, wobei

eine Trennung nach Jahreszeiten nicht mehr notwendig war. Da nur die bei Nacht gefallenen Niederschläge betrachtet wurden, ist eine Bevorzugung der Aufgleitniederschläge im Verhältnis zu den durch die Tageseinstrahlung verstärkten labilen Konvektionsniederschlägen gegeben. Jene stehen im Zusammenhang mit Frontalzonen, die sich in der Höhe als Starkwindfelder ausdrücken. Es wurde daher die Lage der Frontalzone bei verschiedenen Niederschlagsausbeuten untersucht. Als Unterlage dienten die Kissinger Wetterkarten [9]. Liegt der Ort bei geringer Windgeschwindigkeit außerhalb jedes Einflußes, so wird die Lage mit 0 gekennzeichnet, befindet er sich auf der warmen Seite am Rande eines Starkwindfeldes in 500 mb Höhe, so wurde das Zeichen — verwendet. Hat die Zone starker Windgeschwindigkeiten den Meßort schon erreicht, ohne daß ihre Mitte bis zu ihm vorgedrungen ist, so wird m — gesetzt usw. Abb. 2 gibt die Zeichengebung an einer Frontalzone bzw. an einem Starkwindfeld der Höhenkarte wieder.

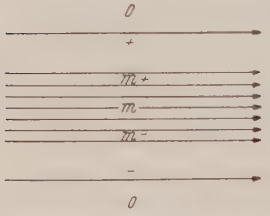

Abb. 2. Verwendete Lagebezeichnungen des Beobachtungsortes im Verhältnis zu einer Frontalzone.

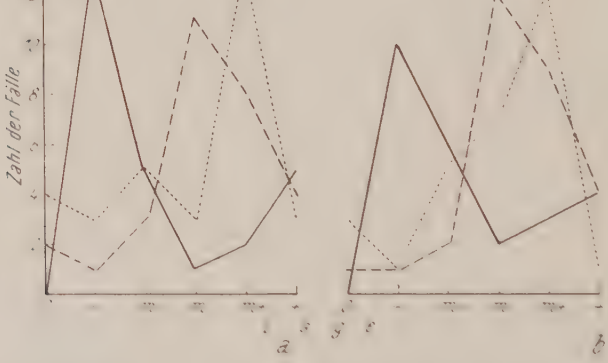

Abb. 3. Lage des Beobachtungsortes im Verhältnis zur Frontalzone bei mehr als 50% Feuchte-Ausbeute. *a* in 500 mb; *b* in 225 mb. Ausgezogene Linie: Verteilung der Tage vor dem Niederschlag. Gestrichelte Linie: Verteilung der Niederschlagstage. Punktierte Linie: Verteilung der Tage nach dem Niederschlag.

Die geringste Niederschlagsbildung ist bei der Lage 0 zu erwarten. Tatsächlich zeigt sich, daß von 63 in dem betrachteten Jahre vorhandenen derartigen Lagen 49 keinen Niederschlag aufwiesen. Der dadurch erzielten relativen Häufigkeit von 0,778 steht in den übrigen Tagen eine relative Häufigkeit von 0,500 von trockenen Terminen gegenüber. Die Differenz von 0,278 übersteigt die nach Koller [5] Tafel 5 und 6 geforderte Differenz von 0,201 bzw. 20,1%. Die Ausrechnung nach dem

schon geschilderten Differenzenverfahren ergibt $T = 4{,}03$. Die von keiner Frontalzone beeinflußten Termine sind also überzufällig trocken.

Im Gegensatz zu der nicht erfolgten Umsetzung der Luftfeuchte in Niederschlag wird in Abb. 3 die große, 50% übersteigende Ausbeute behandelt.

Abb. 3 gibt die Lage des Beobachtungsortes im Verhältnis zur Frontalzone wieder. Auf der linken Seite ist die Frontalzone der Topographie der 500 mb-Fläche entnommen; rechts wurde die 225 mb-Fläche zur Festlegung der Frontalzone verwendet. Von den drei jeweils zusammengezeichneten Kurven zeigt die ausgezogene Linie die Verteilung der Tage vor dem Niederschlag, die gestrichelte Kurve gibt die Verteilung der Tage, an denen zum 7 Uhr-Klimatermin mehr als 50% FA gemessen

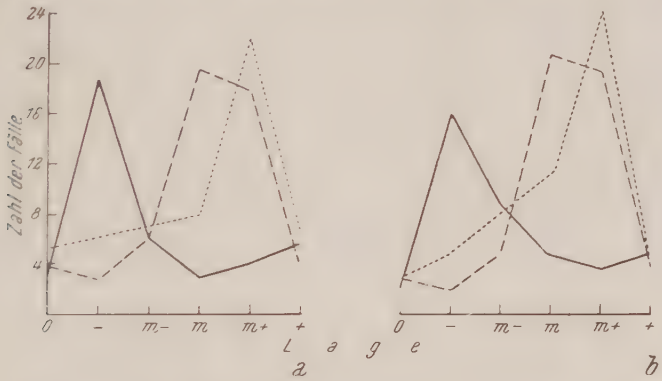

Abb. 4. Lage des Beobachtungsortes im Verhältnis zur Frontalzone bei mehr als 20% Feuchte-Ausbeute. *a* in 500 mb; *b* in 225 mb. Ausgezogene Linie: Verteilung am Tag vor dem Niederschlag. Gestrichelte Linie: Verteilung der Niederschlagstage. Punktierte Linie: Verteilung der Tage nach dem Niederschlag.

wurde, wieder und die punktierte Linie stellt die Verteilung der Tage nach dem Niederschlag dar. Tage vor einem Niederschlag, die selbst mehr als 50% FA aufwiesen, wurden nicht berücksichtigt. Mit großer Deutlichkeit ergibt sich die Wanderung der Frontalzone über den Beobachtungsort hinweg. Während in der Verteilung der Vortage eine scharfe Spitze bei der Lage —, also am warmen Rande der Frontalzone auftritt, weist sie der Niederschlagstag selbst inmitten des Starkwindfeldes auf. Der Tag danach zeigt nach dem Durchzug die deutliche Bevorzugung der kalten Seite der Frontalzonenmitte.

Zur statistischen Sicherung wurde erneut das Differenzenverfahren nach v. Schelling [*6*, *7*] benutzt; es hat gegenüber den Kollerschen Tafeln [*5*] den Vorteil, daß es mit den T-Werten einen Einblick in den Grad der Sicherung gibt. In Tabelle 1 sind die erhaltenen Werte zusammengestellt. Es wurden dabei sämtliche Tage des gesamten Jahres in die Betrachtung miteinbezogen. Fast alle Kurvenspitzen erwiesen sich als signifikant überzufällig. Lediglich die Lage des Beobachtungsortes inmitten der der Topographie der 225 mb-Fläche entnommenen Frontalzone während eines Niederschlagstages konnte mit dieser Methode nicht

gesichert werden. Der Grund dafür ist die zu große Anzahl der Tage mit dieser Lage, so daß die relative Häufigkeit des darin auftretenden Niederschlags zu klein wurde. Dies hängt auch damit zusammen, daß in 225 mb Höhe wegen der geringeren Anzahl von Messungen die Frontalzone häufig nicht so scharf gezeichnet werden kann wie in den unteren Niveaus, so daß häufig Zentrallagen vorgetäuscht werden.

Die Methode der Betrachtung des Niederschlagstages mit Vor- und Folgetag im Verhältnis zur Frontalzone wurde im weiteren Gang der Untersuchung auch auf Niederschlagstage ausgedehnt, die bis herab zu 20% FA lieferten. In diesem Material sind die zuvor behandelten Tage mit 50% FA und mehr mitenthalten; die Anzahl der Fälle vergrößert sich auf 55. Der Vortag wurde dabei nur dann in die Betrachtung einbezogen, wenn er nicht selbst schon 20% FA und mehr aufzuweisen hatte. In der Abb. 4 ist das Ergebnis dargestellt. Im Vergleich zur Abb. 3 zeigt sie eine Verbreiterung der mittleren Spitze. Daraus ergibt sich, daß geringere Niederschlagsausbeuten auch dann noch erzielt werden können, wenn die Mitte des Starkwindfeldes den Beobachtungsort schon passiert hat. Die Verteilung der Niederschlagsvortage ergibt erneut eine deutliche Spitze am warmen Rand der ankommenden Frontalzone, während die Folgetage bevorzugt auf der kalten Seite der Frontalzonenmitte liegen. Die entsprechenden Werte zur statistischen Sicherung der Überzufälligkeit können der Tabelle 1 entnommen werden. Umgekehrt lassen die ge-

Tabelle 1. *Errechnete T-Werte zur Sicherung der Lage des Beobachtungsortes zur Frontalzone bei aufgetretenem Niederschlag.*

Die Bedeutung der verwendeten Lagebezeichnungen ergibt sich aus der Abb. 2. FA = Feuchte-Ausbeute. Str. = Strömung geht zu niederen Entropiewerten. Bei Überzufälligkeit der Lagen T-Werte ≥ 3.

		Vortag[1] Lage —	Niederschlagstag Lage m	Niederschlagstag Lage m +	Nachtag Lage m +
FA $\geq$ 50%	500 mb	3,38	3,66		4,21
	225 mb	3,25	2,63		3,49
FA $\geq$ 20%	500 mb	3,58	4,89	3,44	5,01
	225 mb	3,89	3,18	3,44	4,92
Niederschlag	500 mb	—	4,97	5,12	6,52
$\geq$ 0,1 mm	225 mb	—	2,55	4,48	5,00

	Vortag Lage — u. Str.—	Vortag Lage m—u. Str.—	Vortag Lediglich Str.—	Am Tage selbst Lage 0
Niederschlag $\geq$ 0,1 mm	4,08	3,64	3,93	
Trocken				4,03

[1] Der Vortag vor den verschiedenen Niederschlagsstufen wurde nur dann gezählt, wenn an diesem Tag nicht schon 50%, 20% FA oder 0,5 mm überschritten wurde.

wonnenen Erkenntnisse einen wertvollen prognostischen Hinweis zu. Die Lage am warmen Rand der Frontalzone geht überzufällig häufig einem Niederschlagstag voraus und erlaubt damit, wie noch später ausgeführt werden soll, öfter eine Ergänzung und Verbesserung der aus der Analyse der Bodenkarte gewonnenen Niederschlagsprognose.

Es bleibt aber dabei zu betonen, daß zur Erzielung einer angenäherten zeitlichen Übereinstimmung mit den lediglich zur Verfügung stehenden 3-Uhr-Aufstiegen von Straßburg nur die Nachtniederschläge betrachtet wurden, die in der Frühe zur Messung kamen. Interessant war für die weitere Untersuchung, ob eine wesentliche Verschiebung des Bildes

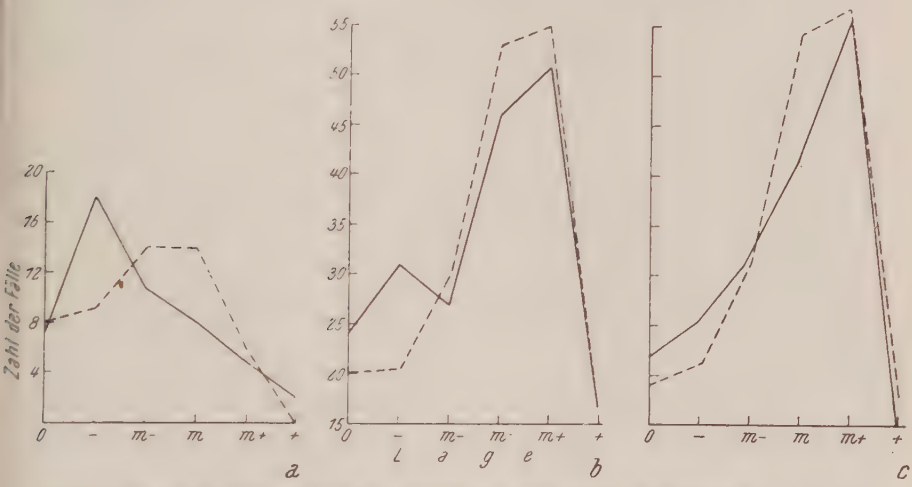

Abb. 5. Lage des Beobachtungsortes im Verhältnis zur Frontalzone bei Niederschlag 0,1 mm und mehr in 24 Stunden. Ausgezogene Kurve: 500 mb, gestrichelte Kurve: 225 mb. *a* Tage vor Niederschlag, an denen selbst weniger als 0,1 mm fiel (51 Fälle). *b* Niederschlagstage selbst (196 Fälle). *c* Unmittelbare Folgetage (196 Fälle).

eintritt, wenn ein voller 24stündiger Zeitabschnitt herangezogen wird und gleichzeitig auch kleine Niederschlagsmengen Verwendung finden. Es wurden dazu die Summen des von 21 Uhr des Vortages bis 21 Uhr des Datumtages gefallenen Niederschlags berechnet. Feuchte-Ausbeuten wurden nicht mehr berücksichtigt, da es nicht mehr sinnvoll erschien, eine 24stündige Niederschlagsmenge zur Gesamtfeuchte eines einzigen zur Verfügung stehenden 3 Uhr-Aufstieges in Beziehung zu setzen. Außerdem hätten die kleinen Niederschlagsmengen nur niedrige Prozentzahlen ergeben. Es wurde daher für diese Darstellung als untere Grenze der Auswahl der Niederschlagstage die 24stündige Niederschlagsmenge von 0,1 mm festgelegt. Dadurch trat natürlich eine Vergrößerung der Anzahl der Fälle auf, da im betrachteten Jahr 196 Tage 0,1 mm und mehr Niederschlag hatten. Das Ergebnis ist aus Abb. 5 ersichtlich. Es ist ohne Schwierigkeit dem bisher erarbeiteten Bild anzuschließen. Die

schon erwähnte Verschiebung der Lage der Niederschlagstage nach der kalten Seite der Frontalzone hat sich fortgesetzt und dazu geführt, daß das Maximum der Niederschlagstage von der Frontalzonenmitte nach ihrer kalten Seite gerückt ist. Auf dieselbe Lage fällt allerdings auch die Spitze in der Verteilung der unmittelbaren Folgetage. Schaltet man bei der Untersuchung dieser Tage diejenigen, die selbst schon 0,1 mm und mehr Niederschlag hatten, aus, so behält die überzufällige Spitze dieselbe Lage wie vorher. Es ist also nicht möglich, die beiden Erscheinungen des auftretenden und des aufhörenden Niederschlags bei der Betrachtung eines 24stündigen Zeitraums und kleiner Niederschlagsmengen allein durch die Untersuchung der Lage der Frontalzone zu trennen. Bei der Heranziehung eines nur 10stündigen Zeitabschnittes, wobei die Meßwerte, die den Topographien zugrunde lagen, ungefähr in der Mitte der betrachteten 10 Stunden-Spanne gewonnen wurden, ließ sich jedoch eine solche Unterscheidung durchführen. Besonders die Abb. 3 bei hohen FA ergibt deutlich voneinander abgesetzte Spitzen.

Für den praktischen Dienst ist es wertvoll zu wissen, ob sich bei Heranziehung des jeweils dem Niederschlag vorausgehenden Tages in den einzelnen Rubriken noch eine überzufällige Spitze ergibt. Da besonders der Niederschlagsbeginn wichtig ist, wurden die Tage, die selbst Niederschlag hatten, abgetrennt. Es kamen also lediglich unmittelbar dem Niederschlag vorausgehende Tage zur Bearbeitung, die nicht einmal 0,1 mm Niederschlag aufzuweisen hatten. Bei der schon erwähnten großen Regenhäufigkeit des betrachteten Jahres verringerte sich allerdings damit die Zahl der Fälle auf 51, so daß eine Sicherung mit Hilfe der T-Werte nicht mehr möglich war. Eine Überprüfung der Kurvenspitze entsprechend dem von DE RUDDER [*10*] bei der u-Methode angewandten Verfahren und ein Vergleich des Kurvenverlaufs mit der Normal- und binomischen Verteilung (vgl. BERG [*10a*]) ergab noch für 500 mb Überzufälligkeit. Die Randlage zur Frontalzone bei Heranziehung der 500 mb-Fläche geht daher wieder überzufällig dem Regentag voraus. Bei Verwendung der 225 mb-Fläche erscheinen die Lagen am warmen Rand der Frontalzonenmitte und die Mitte selbst bevorzugt. Die Frontalzone hat also im Tropopausenniveau schon weiter auf den Beobachtungsort übergegriffen als in der mittleren Troposphäre. Es scheint dabei häufig so zu sein, daß in Tropopausenhöhe mindestens schon der warme Rand der Mitte des Starkwindfeldes angekommen ist, während in den unteren Schichten die Frontalzone sich erst nähert und gegen die Höhe noch zurückliegt.

Es hat somit den Anschein, daß zur Erzielung größerer Ausbeuten die gesamte Troposphäre über dem Beobachtungsort gleichzeitig vom Starkwindfeld erfaßt werden muß, denn die in Abb. 3 und 4 dargestellten Verteilungen bei großen Niederschlagsausbeuten zeigen die Spitzen in 500 mb und 225 mb bei denselben Lagen. Mit der Annäherung des Starkwindfeldes vergrößert sich zunächst die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Niederschlägen, die dann bei der Passage fallen und auf der kalten Seite wieder abklingen. Die Untersuchungen zeigen ein ähnliches Bild, wie es für den Durchzug der meisten Fronten der Bodenwetterkarte

selbstverständlich ist. Um jedoch zum Ausdruck zu bringen, daß bei dieser Art mindestens die gesamte Troposphäre gleichzeitig an auftretenden Wettererscheinungen teilhat, wird dafür der Ausdruck „*gesamttroposphärische Front*" vorgeschlagen. Mit ihr ist also die Bedingung verbunden, daß mindestens in der mittleren und der hohen Troposphäre das Starkwindfeld ohne wesentliche Phasendifferenz den Beobachtungsort passiert. Dazu kommt als Voraussetzung, auf die hier nicht näher eingegangen wird, daß das Strömungsfeld eine zyklonale Krümmung aufweist. In der Praxis treten selbstverständlich auch Fälle auf, in denen bei Warmluftvorstößen die Frontalzone von der kalten nach der warmen Seite den Beobachtungsort passiert. Da sie jedoch in dem betrachteten Zeitraum und bei hohen Niederschlagsausbeuten nicht wesentlich ins Gewicht fielen, konnten sie statistisch nicht weiter bearbeitet werden.

Die gesamttroposphärische Front gestattet eine wesentliche, neue Aussage. Mit ihrer Hilfe kann die Prognose aufgestellt werden, daß bei ihrem Durchzug mit hoher Wahrscheinlichkeit in 10 Stunden über 20% der Gesamtfeuchte zwischen 1500 m und 5000 m in Niederschlag umgesetzt werden. Bleibt der Beobachtungsort längere Zeit in der Mitte des Starkwindfeldes, so ist der Fall der Abb. 3 gegeben und es sind meist sogar über 50% FA möglich. Die Front, die am 25. September 1952 um 22 Uhr Freiburg i. Br. überquerte, kann als Beispiel für eine gesamttroposphärische Front angeführt werden. Sie lag in der Bodenkarte um 00 Uhr desselben Tages längs der Kanalküste und hatte am 26. in der Frühe den größten Teil Süddeutschlands schon überschritten. Sie brachte 96% FA. Mit der Bodenfront verlagerte sich auch das Starkwindfeld sowohl in 500 mb als auch in 225 mb von dem Kanalgebiet nach Mitteleuropa, so daß die gesamte Troposphäre und Substratosphäre über Süddeutschland gleichzeitig erfaßt wurde. Am nächsten Tag lagen diese Schichten über dem Beobachtungsort einwandfrei auf der kalten Seite der Frontalzone. Es waren daher alle in der Definition der gesamttroposphärischen Front enthaltenen Bedingungen erfüllt. Erwähnt sei noch, daß die am 31. Januar 1953 in Verbindung mit einem Orkantief über weite Gebiete Europas hinweggezogene Front ebenfalls wenigstens über Westeuropa als gesamttroposphärische Front angesprochen werden konnte. In Verbindung mit der durch den Vollmond bedingten Springflut brachte sie in Holland, Belgien und Ostengland die größte Flutkatastrophe der letzten Jahrhunderte. Da starke, hochreichende Frontalzonen erhebliche Temperaturgegensätze auf ihren beiden Seiten aufweisen, zeigen die Beispiele von gesamttroposphärischen Fronten auch meist schroffe Temperaturgegensätze.

2. Einführung des Begriffs des „planetarischen Ringstroms" in Ergänzung der vorausgegangenen Betrachtungen.

Das Starkwindfeld der gesamttroposphärischen Front ist häufig identisch mit dem von Rossby [*11*, *12*, *13*] in die meteorologische Betrachtungsweise eingeführten „*jet stream*", der in der deutschen Literatur

häufig mit „*Strahl-Strom*" übersetzt wird. Lucke [*13*] spricht in genauerer Festlegung von einem „*Westwind-Strahl*". Flohn [*14*] schlägt unter stärkerer Betonung der Tatsache, daß der jet stream eine Zone stärkster Luftmassen- und Temperaturgegensätze sowie höchster Windgeschwindigkeiten ist, die Benennung „*planetarische Frontalzone*" vor. Lossnitzer prägte den Ausdruck „*planetarischer Ringstrom*" (PR), der in den weiteren Ausführungen ausschließlich benutzt wird. Dieser neue Begriff hat den Vorteil, daß er sehr anschaulich die ringförmige Struktur des Stromes, der unseren ganzen Planeten umspannt, versinnbildlicht. Außerdem ist er nicht wortgleich mit Benennungen, die schon für andere, mehr oder weniger ähnliche Erscheinungen in der meteorologischen Literatur einen festen Platz haben.

Auf Anregung Lossnitzers wurden die Gedanken Rossbys auf die bei der Einführung der Labilitätskarte [*15*] schon behandelten Probleme angewandt. Diese Karte ist im wesentlichen eine Darstellung der vertikalen Komponente der absoluten Wirbelgröße:

$$\zeta = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y},$$

wobei bei normaler Lage des kartesischen Koordinatensystems (x nach Norden, y nach Osten, z radial nach oben) und einer von Westen nach Osten gehenden Strömung die Komponente v_x verschwindet. Es bleibt dann lediglich die horizontale Windscherung. Da Aufgleitvorgänge auf den isentropen bzw. feuchtisentropen Flächen stattfinden, wurde von Neuwirth [*15*] zunächst noch die Neigung der isentropen Flächen durch eine rein empirische Faustformel berücksichtigt. Die damit gewonnenen Zahlen konnten biometeorologisch von Caroli [*16*, *17*] erfolgreich verwendet werden. Ferner zeigte die horizontale Scherzahl, definiert als

$$S\,Z_h = \frac{\Delta v}{100\text{ km Querentfernung}},$$

im praktischen Dienst schon gute Ergebnisse. Vorbehaltlich eines weiteren Ausbaus der Arbeitsweise wurde diese horizontale Scherzahl auch für andere Windrichtungen als Westwind benutzt und bei antizyklonaler Scherung das negative, bei zyklonaler das positive Vorzeichen gesetzt. Mit der Karte konnten besonders Wetterumschläge erfolgreich erfaßt werden. Gemäß der Definition hat die $S\,Z_h$ auf der warmen Seite des Ringstromes bzw. der Frontalzone ein negatives Vorzeichen; damit ist nach den vorausgegangenen statistischen Untersuchungen überzufällig das Auftreten von Niederschlägen am nächsten Tag gekoppelt. Eine Karte dieser Scherzahlen, die wegen der damit zu einem wesentlichen Teil erfaßten dynamischen Labilität *Labilitätskarte* genannt wurde, hat also prognostische Bedeutung.

In Abb. 6 sind die Verhältnisse am Rande des planetarischen Ringstroms nach Rossby [*12*, Fig. 17] dargestellt. Sie zeigt die Entstehung einer meridionalen Strömung, die sich nach Rossby nicht weiter als 5 bis 10 Breitegrade ausdehnen kann, aber für die Wellenbildung mit

starken Aufgleitvorgängen an quasi-stationären Fronten verantwortlich zu machen ist. Die Aufgleitvorgänge werden durch dynamische Labilität hervorgerufen. Verstärkt sich nämlich der Ringstrom, so wird das Gleichgewicht zwischen Coriolis- und Gradientkraft zugunsten der ersteren gestört und das Luftteilchen schert im Tropopausenniveau ageostrophisch nach rechts aus. Diesem Auspumpvorgang steht weiter südlich vom Ringstrom eine Anhäufung von Luftteilchen gegenüber. Dadurch bildet sich ein Druckgradient nach Norden aus, der schließlich stark genug wird, um den Corioliskräften das Gleichgewicht zu halten. In den unteren Schichten ergibt sich eine Bewegung der Luft zum Ringstrom hin. Wie Abb. 6 veranschaulicht, erfolgt die Bewegung sowohl im Tropopausenniveau wie auch in der mittleren Troposphäre längs ansteigender isentroper Flächen, wodurch Kondensation, Wolkenbildung und Aufgleitniederschläge verursacht werden. Gerade diese Bereitschaft zu Gleitbewegungen auf den Isentropenflächen zunächst ohne Rücksicht darauf, ob das Kleinschmidtsche Labilitätskriterium [*18*] erfüllt ist, gibt die von Neuwirth [*15*] vorgeschlagene Karte der Labilitäts- bzw. horizontalen Scherzahlen wieder. Weiterhin kann mit ihr die Verlagerung der labilen Zone verfolgt werden; doch hängt eine genaue Vorhersage dieses Vorganges mit der prognostisch noch nicht erfaßbaren Mäanderung des planetarischen Ringstromes zusammen.

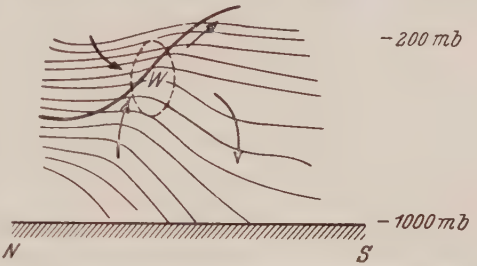

Abb. 6. Wahrscheinliche Meridionalströmung am Rande eines sich verstärkenden Ringstromes nach Rossby. Schwach ausgezogene Linien: Linien gleicher potentieller Temperatur. Stark ausgezogen: Tropopause.

3. Einbeziehung thermodynamischer Anschauungen.

Ein zusätzliche thermodynamische Betrachtung führt zu einer Verbesserung der prognostischen Bedeutung der Scherzahlendarstellung bzw. der aus der Lage des Beobachtungsortes im Verhältnis zum planetarischen Ringstrom gezogenen Schlüsse. Abb. 6 zeigt, daß die meridionale, zu Aufgleitvorgängen führende Zirkulation in ihrem oberen und unteren Ast vom wärmeren zum kälteren Gebiet führt. Das Verhältnis der Strömung zur Verteilung der Wärmeenergie, ausgedrückt in Entropiewerten, war in [*15*] Gegenstand der Untersuchung und führte zur Konstruktion einer „erweiterten Labilitätskarte". Es zeigte sich, daß dynamische Labilität und Strömung zu niedrigeren Entropiewerten eine Verstärkung der Aufgleitvorgänge über eine Vermehrung der t-Θ-Solenoide bringen. Diese Aufgleitzirkulation ist nach Bergeron und Stüve [*19*] an t-Θ-Solenoide mit positiver Zirkulationsbeschleunigung gebunden; dabei entstehen schließlich Auspumpvorgänge, die zu Druckfall führen. Eine Übertragung dieser Überlegungen auf die Niederschlagsprognose

erschien erfolgversprechend. Um die Zeichnung von Entropiekarten zu ersparen, wurde in Anlehnung an die von W. Regula [20] angegebene Methode die relative Topographie an Stelle der Entropiekarte verwendet. Durch Übereinanderlegen der absoluten und der relativen Topographie auf dem Leuchttisch wurde dann festgestellt, ob die Isolinien der relativen Topographie von der Strömung, die der absoluten Topographie entnommen wurde, nach niederen oder höheren Entropiewerten durchsetzt werden. Eine Strömung nach niederen Werten wurde mit Str. — bezeichnet. Es ergibt sich, daß bei Vorhandensein dieser Lage, wenn der Beobachtungsort nach der 3-Uhr-Topographie noch gleichzeitig am warmen Rand des Ringstroms liegt, von 22 Fällen 21 in der Zeit von 21 Uhr am Abend desselben Tages bis 21 Uhr des Folgetages 0,1 mm und mehr Niederschlag aufzuweisen haben. Diese relative Häufigkeit von 95,5% kann gegenüber der relativen Häufigkeit von 50,7% des Auftretens von Niederschlag an den übrigen 341 Tagen mit einem $T = 4{,}08$ (Tabelle 1) gesichert werden. Auch nach Koller [5] übersteigt die Differenz der Häufigkeiten 44,8% die Zufallsschwankung von 30,5%. Nimmt man die mit m — gezeichneten Lagen dazu, so ergibt sich eine leichte Verschlechterung der Trefferhäufigkeit, die dadurch bedingt ist, daß bei den m —-Lagen der Niederschlag häufig schon vor dem Abend fiel, so daß die prognostische Bedeutung etwas in den Hintergrund trat. Eine statistische Sicherung konnte noch mit $T = 3{,}64$ erfolgen. Betrachtet man die Lagen mit Str. — allein, also nur die thermo- und nicht auch die hydrodynamische Seite des Problems, und untersucht die darauffolgenden Tage mit 0,1 mm Niederschlag und mehr von 21 bis 21 Uhr, so erhält man eine mit $T = 3{,}93$ gekoppelte Beziehung. Die relative Häufigkeit des Auftretens von 0,1 mm Niederschlag und mehr beträgt noch 70,4% gegenüber den oben festgestellten 95,5%, wenn die Lage zum planetarischen Ringstrom noch mitberücksichtigt wird.

4. Vergleich mit anderen Anschauungen.

In Abb. 1 ist der Hauptteil des planetarischen Ringstroms über West- und Mitteleuropa schraffiert eingezeichnet; außerdem sind an seinem Südrand auch die Isohypsen der Topographie der 500-mb-Fläche und die Isolinien der relativen Topographie 500/1000 mb an Stelle der Isentropen eingetragen. Dabei treten zwei Tatsachen deutlich hervor. Die Frontalzone fächert nach Osten hin auf und die Strömung schneidet die Isentropen nach der kälteren Seite. Es besteht daher die Möglichkeit, daß die durch die Lage zur Frontalzone und Strömungsrichtung in bezug auf die Entropieverteilung getroffene Einteilung die Divergenzen nach Scherhag [21] in sich enthält. Tatsächlich zeigt eine entsprechende Überprüfung, daß von den 22 Fällen, die die Ausgangsbedingung erfüllen, nur drei keinerlei Richtungsdivergenz aufweisen. Es ist daher anzunehmen, daß die durch eine Kombination von hydro- und thermodynamischen Bedingungen gekennzeichnete Auswahl die wirksamen Divergenzen nach Scherhag in sich schließt. Das im vorausgegangenen Abschnitt geschilderte Verfahren hat den Vorteil, daß es bei Verwendung eines Leucht-

tisches ohne Schwierigkeit durchgeführt werden kann, wobei persönliche Unterschiede in der Auffassung vom Vorhandensein einer Divergenz keine Rolle spielen.

Mit der Strömung zu den niederen Entropiewerten tritt durch die Aufrichtung der isothermen Flächen eine Vergrößerung der Zahl der t-Θ-Solenoide der Grenzfläche auf. Damit verbunden ist nach Stüve [*19*] eine vertikale Windzunahme, die eine Kräftigung der Frontalzone bringt. Der umgekehrte Vorgang spielt sich bei einer Strömung nach hohen Entropiewerten ab, wobei eine Verminderung der Solenoide und damit eine Windabnahme mit der Höhe eintritt. Die Folge davon ist eine Abschwächung der Frontalzone. Über die Bedeutung der Strömungsrichtung zur Entropieverteilung hat sich schon Ansel [*22*] geäußert.

Auch ein Zusammenhang mit Rossbys [*12*] Bedingung, daß für den Eintritt der seitlichen Meridionalzirkulation eine Verstärkung des Ringstromes vorausgehen muß, läßt sich aufzeigen. In thermodynamischer Ausdrucksweise bedeutet dies nämlich, daß die Zahl der t-Θ-Solenoide sich vergrößern muß: dies tritt nach dem Vorausgesagten ein, wenn die Strömung zu den niedern Entropiewerten geht. Die Zusammenschau von relativer und absoluter Topographie gibt nach dem weiter oben Angeführten eine Möglichkeit der prognostischen Erfassung der Verstärkung des Ringstromes. Dazu kommt die Auswirkung der dynamischen Labilität, die den Effekt verstärkt, da sie ebenfalls auf den ansteigenden Isentropenflächen eine Windzunahme bringt. Tatsächlich weisen von 22 Fällen mit Lage- — und Str. — nur zwei am nächsten Tag keine Verstärkung des Ringstromes auf. Die beiden Ausnahmen zeigen keine sehr klare Strömungsverteilung, so daß sie nicht sehr ins Gewicht fallen. Der planetarische Ringstrom ist in seinem gesamten Verlauf bezüglich der in ihm auftretenden Windgeschwindigkeiten nicht einheitlich. Ein dauernder Wechsel von Verstärkungen und Abschwächungen, von Zu- und Abnahmen der kinetischen Energie zeichnet ihn aus. Gerade das Übergreifen energiereicherer Abschnitte ist für das Wettergeschehen von Bedeutung; um diese zu erfassen, kann die geschilderte Betrachtungsweise in der Praxis wertvolle Dienste leisten.

5. Schlußfolgerungen.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung lassen sich etwa folgendermaßen zusammenfassen:

a) *Prognostische Hilfsmittel:* Die Strömung geht zu niederen Entropiewerten (Feststellung durch Durchleuchten von übereinandergelegten relativen und absoluten Topographien) und verursacht eine Verstärkung des vertikalen Windgradienten mit Zunahme des Windes nach oben über eine Vermehrung der t-Θ-Solenoide. Der Vorgang wird unterstützt durch dynamische Labilität (ausgedrückt durch horizontale Scherzahlen) am warmen Rande des planetarischen Ringstromes. Das Kleinschmidtsche Labilitätskriterium braucht dabei noch nicht erreicht oder überschritten zu sein; in den meisten Fällen zeigt sich auch eine Divergenz nach Scherhag.

b) *Folgeerscheinungen:* Mit der Windzunahme bei ansteigender Höhe verstärkt sich der planetarische Ringstrom. Auspumpvorgänge im Tropopausenniveau setzen ein (Druckfall). Die Meridionalzirkulation nach Rossby bildet sich voll aus. Labile Aufgleitvorgänge in den mittleren Schichten entlang der feuchtisentropen Flächen, die sich weiter aufrichten, führen zu Wettererscheinungen (Bewölkung, Niederschlag).

Die Untersuchungen, die von hohen Feuchte-Ausbeuten ausgingen und sich schließlich auch auf die geringen Niederschlagsmengen ausdehnten, zeigen, daß sowohl das Strömungsfeld mit seinen dynamischen Labilitäten als auch das Solenoidfeld der baroklinen Atmosphäre berücksichtigt werden müssen. Wenn auch die mit dem Solenoidfeld verbundenen thermodynamischen Vorstellungen in ihrer Bedeutung durch die neueren hydrodynamischen Anschauungen zurückgedrängt werden, so erfordert doch eine vollständige Erfassung des Wettergeschehens eine Kombination der beiden Betrachtungsweisen, was besonders Flohn [*14*] neuerdings hervorgehoben hat.

Weitere Betrachtungen galten im wesentlichen den dynamischen Bedingungen der Umsetzung des Feuchtegehaltes der Atmosphäre. Die primäre Voraussetzung für das Auftreten von Niederschlag bildet jedoch der Feuchtegehalt. Es kommt daher der im ersten Abschnitt entwickelten Karte der Gesamtfeuchten eine nochmals zu betonende Bedeutung zur Vervollständigung des Gesamtbildes zu. Mit ihr kann die aus den verschiedensten Gründen in der Praxis weitgehend vernachlässigte Feuchte als ein wesentlicher Faktor, wenn auch zunächst nur qualitativ, in der Synoptik eine ausgedehntere Verwendung als bisher finden.

Literaturverzeichnis.

1. Goldschmidt, J.: Die Bestimmung des Niederschlagswassers der Atmosphäre aus Radiosondenaufstiegen und optischen Messungen. Z. Meteorol. **5**, 152 (1951).

2. Schüepp, W.: Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübungen aus Aktinometermessungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. Serie B **1**, 257 (1949).

3. Süring, R.: Leitfaden der Meteorologie. Leipzig 1927. S. 110. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. Leipzig 1939. S. 311.

4. Schneider-Carius, K.: Der Schichtenbau der Troposphäre. Meteorol. Rundschau **1**, 79 (1947).

5. Koller, S.: Graphische Tafeln zur Beurteilung statistischer Zahlen. 2. Aufl. 1943.

6. Weber, E.: Grundriß der biologischen Statistik. Jena 1948.

7. Schelling, H. v.: Arbeiten a. d. Staatl. Inst. f. exper. Therapie u. d. Forsch. Inst. f. Chemotherapie zu Frankfurt a. M., H. 39, S. 35 (1940).

8. Neuwirth, R.: Über Ozonmessungen in Südwestdeutschland. Jahresber. Bad. Landeswetterd. 1951/52. S. 155.

9. Wetterkarten des D. Wetterd. US-Zone.

10. de Rudder, B.: Grundriß einer Meteorobiologie des Menschen. 3. Aufl., S. 41. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1952.

10a. Berg, H.: Untersuchungen zur Meteorotropie der fulminanten Lungenembolie. Arch. Met., Geoph. Biokl., Serie B **3**, 308 (1951).

11. Rossby, C. G.: On the Distribution of Angular Velocity in Gaseous Envelopes under the Influence of Large-Scale Horizontal Mixing Processes. Bull. Am. Met. Soc. **28**, 53 (1947).
12. — in G. P. Kuiper: The Atmosphere of the Earth and Planets. Chicago 1949, 2. Kap.
13. Lucke, O.: Über die allgemeine Zirkulation in der unteren Atmosphäre im Lichte der Hydrodynamik. Z. Meteorol. **6**, 202 (1952).
14. Flohn, H.: Studien zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre. Ber. D. Wetterd. US-Zone, Nr. 18 (1950).
15. Neuwirth, R.: Die Labilitätskarte im praktischen synoptischen Dienst II. Jahresber. Bad. Landeswetterd. 1950. S 66.
16. Caroli, G. und J. Pichotka: Beeinflussung der normalen Blutgerinnungszeit durch das Wetter. Naturwiss. **39**, 193 (1952).
17. Hummel, K. und G. Caroli: Über den Einfluß von Wetterfaktoren auf Titerhöhe und Spontanagglutination im Kollidon-Konglutinationstest und auf die Viscosität von Kollidonlösungen. Z. Hygiene **135**, 592 (1952).
18. Kleinschmidt, E. jun.: Zur Theorie des geostrophischen Windfeldes. Ann. Hydr. marit. Meteorol. **69**, 305 (1941).
19. Stüve, G.: Thermodynamik der Atmosphäre, Dynamik der Atmosphäre. Die atmosphärische Zirkulation. Handbuch der Geophysik. Berlin 1937.
20. Regula, W.: Entropie und Topographie. Meteorol. Rundschau **1**, 260 (1948).
21. Scherhag, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose. Berlin-Göttingen-Heidelberg 1948. S. 184.
22. Ansel, E. A.: Beiträge zur Dynamik und Thermodynamik der Atmosphäre. Diss. Göttingen 1913.

551.524.31

The Components of the Diurnal Variation of Temperature on Mt. Washington and other Summits.

By

V. Conrad, Cambridge, Massachusetts.

With 5 Figures.

Summary. The variations of ten years' hourly temperature averages on Mt. Washington, N. H., are investigated. The results, especially the unexpected ones, are compared with the respective data for the Sonnblick Observatory (Austrian Alps) in order to distinguish between reality and chance.

Sonnblick is 3911 ft higher than Mt. Washington. Nevertheless, the latter is on the average 3.2 Fdeg colder in winter. An explanation by means of air mass is suggested. Hourly deviations from ten years' monthly and yearly averages are given in Table 3. Table 4 shows the average daily temperature ranges for Mt. Washington, Sonnblick and Obir (Austria). The comparison of the average daily range on freely exposed summits, at stations in the plain, and those in valleys shows that the daily range is independent of elevation as far as surface bound places are concerned. On free, isolated summits the daily range depends upon conditions of average air exchange, cloudiness, latitude, and the size and local physical conditions of the summit surface involved in the air heating processes.

Although the curve representing the average diurnal temperature variation for a month is of more or less complex nature, Fourier series are used for the analysis, in order to get some insight into the relations between the semi-diurnal pressure wave and the half-day temperature wave. The harmonic constants (for the months and year) appear in Table 6; the times of the maxima for the first and the second harmonic term in Table 7. The phase angle of the first term, A_1, shows a quite unexpected behavior. Although the observed variation of A_1 in the course of the year could not be explained by means of the available material, the reality of the phenomenon could be demonstrated by a good parallelism of the variations on Mt. Washington and on Sonnblick. For Mt. Washington the annual variation of the amplitude a_1 can be represented by a simple sine curve. On Sonnblick, a kinked line consisting of three rectilinear sections shows the annual variation of a_1, with good approximation. The different physical conditions of the surface of the two summits offer a clear explanation. Random samples make it likely that the Fourier series representing the diurnal variation of temperature on mountain summits show a rapid convergence so that the oscillation is

described by the first two terms with sufficient accuracy. On the average for the year, the maximum of the second term (nearest to noon) occurs at 13.3 h on Mt. Washington, and at 13.5 h on Sonnblick. The *annual* variation of a_2 shows maxima at the equinoxes on both summits. The amplitude a_2 is quasi-constant relative to a_1, the amplitude of the first harmonic. Since A_2 (phase angle of the second term) is less variable than is A_1, the *entire second harmonic* is less variable than is the first harmonic. In December, the magnitude of a_2 is practically the same as that of a_1 on Mt. Washington while on Sonnblick in the same month a_2 reaches 59% of a_1. In summer, the ratio $a_2 a_1$ is at a minimum on both mountains. Altogether, the various facts mentioned above support the assumption that the second harmonic of the diurnal temperature variation on freely exposed summits has its independent, special physical significance. In contrast to the first, the "static" harmonic, which is almost exclusively produced by radiation processes, the second harmonic appears to be due to dynamic causes.

All indications point to the idea that on freely exposed summits in middle latitudes the semidiurnal temperature oscillation is a consequence of the westward moving half-day pressure wave and is steered by it, aside from other possible factors that are difficult to appraise.

Zusammenfassung. Die vorliegende Untersuchung befaßt sich mit den Schwankungen zehnjähriger Stundenmittel der Temperatur auf dem Mt. Washington. Besonders die unerwarteten Resultate werden mit den Beobachtungen auf dem Sonnblick-Observatorium verglichen, um Realität und Zufall zu unterscheiden.

Der Sonnblick ist 1192 m höher als der Mt. Washington und trotzdem ist der letztere noch im Wintermittel um 1,8° C kälter. Eine Luftmassenerklärung scheint naheliegend. In Tabelle 3 werden die Abweichungen der Stundenmittel von den zehnjährigen Monats- und Jahresmitteln gegeben. Tabelle 4 enthält die mittlere Tagesschwankung der Temperatur für Mt. Washington, Sonnblick und Obir. Der Vergleich der mittleren Tagesschwankung auf frei exponierten Gipfeln mit der in der Ebene und in Tälern zeigt, daß die Größe der Tagesschwankung unabhängig von der Höhe ist, soweit Stationen an der Erdoberfläche in Betracht kommen. Auf freien Gipfeln hängt die Tagesschwankung von der Größe des Luftaustausches, der Bewölkung, der Breite und von der Größe und den physikalischen Eigenschaften der Gipfeloberfläche ab, soweit sie in den Erwärmungsprozeß der Luft im Bereich der Beobachtungsstation einbezogen erscheint.

Obwohl die Kurve, die den mittleren monatlichen Tagesgang der Temperatur darstellt, komplexer Natur ist, wurde eine Analyse mittels Fourierscher Reihen gewählt, vor allem, um einigen Einblick in die Beziehungen zwischen der Halbtagswelle des Luftdrucks und der der Temperatur zu erhalten. Die harmonischen Konstanten für Monat und Jahr erscheinen in Tabelle 6, die Zeiten der Maxima des ersten und zweiten harmonischen Terms in Tabelle 7. Der Phasenwinkel A_1 (des ersten Terms) zeigt ein ganz unerwartetes Verhalten. Die am Mt. Washington gefundene Form der Jahresschwankung von A_1 ist mit Hilfe des vorliegenden Materials wohl nicht erklärbar. Die *Realität* der Schwankungsform scheint jedoch kaum zweifelhaft, da die Schwankungen auf dem Mt. Washington und auf dem Sonnblick, bei geeigneter Wahl der Skalen im Diagramm, einen weitgehenden Parallelismus zeigen. Der *jährliche* Gang der Amplitude a_1 wird für den Mt. Washington durch eine einfache Sinuskurve wiedergegeben. Auf dem Sonnblick ist es eine aus drei Geraden zusammengesetzte Linie, die die analoge Schwankung mit guter Genauigkeit

darstellt. Die verschiedenen physikalischen Eigenschaften der beiden Gipfeloberflächen erlauben eine ausreichende Erklärung. Stichproben zeigen, daß die Fourier-Reihen so rasch konvergieren, daß der Tagesgang der Temperatur auf Berggipfeln durch die ersten zwei Glieder mit genügender Genauigkeit wiedergegeben wird. Im Mittel des Jahres tritt das (mittagnächste) Maximum des zweiten Terms auf dem Mt. Washington um 13,3, auf dem Sonnblick um 13,5 ein. Die *Jahres*schwankung von a_2 (Halbtagsamplitude) erreicht auf beiden Gipfeln ihre Maxima zu den Aequinoktien. a_2 ist relativ zu a_1 quasikonstant. Da nun A_2 (Phasenwinkel des zweiten Terms) weniger variabel ist als A_1, so zeigt das ganze zweite Glied eine kleinere Veränderlichkeit als das erste. Auf dem Mt. Washington kommt a_2 im Dezember praktisch der Größe von a_1 gleich, auf dem Sonnblick werden im gleichen Monat 59% von a_1 erreicht. Die angeführten Tatsachen sprechen für die Annahme, daß der *zweite harmonische Term* der Tagesschwankung der Temperatur auf frei exponierten Gipfeln seine *selbständige physikalische Bedeutung* hat. Im Gegensatz zum ersten, dem „*statischen*" Term, der beinahe ausschließlich durch Strahlungsprozesse hervorgerufen wird, mag der zweite Term seine Existenz „*dynamischen*" Ursachen zu verdanken haben.

Alle Anzeichen sprechen dafür, daß auf freigelegenen Gipfeln der mittleren Breiten die Halbtags-Oszillation der Temperatur, abgesehen von anderen, schwer abzuschätzenden Faktoren, eine Folge der westwärts wandernden Halbtagswelle des Luftdrucks ist und von ihr gesteuert wird.

Résumé. La présente étude porte sur les variations des moyennes de dix ans des températures horaires au Mt. Washington. Les résultats particulièrement les inattendus sont comparés aux observations du Sonnblick pour distinguer la réalité du hasard. Ce dernier observatoire est situé 1192 m plus haut que Mt. Washington, et celui-ci est pourtant plus froid de 1,8° en hiver; une différence de masse d'air semble en être la cause. Le tableau 3 contient les écarts des moyennes horaires par rapport aux moyennes décennales mensuelles et annuelles. Le tableau 4 illustre l'amplitude diurne moyenne de température au Mt. Washington, au Sonnblick et à l'Obir. La comparaison de l'amplitude diurne moyenne de la température entre des sommets assez isolés et la plaine, et les vallées montre que cette amplitude est indépendante de l'altitude pour autant qu'il s'agisse de stations attachés au sol. Sur les sommets, la variation diurne dépend de l'échange turbulent, de la nébulosité, de la latitude, de l'étendue et des propriétés physiques de la surface des sommets, à mesure que cette dernière intervienne dans le processus du réchauffement de l'air au voisinage de la station d'observation.

Bien que la courbe mensuelle moyenne de la variation diurne de température soit complexe, elle est dévelopée en séries de Fourier, particulièrement dans le but d'examiner les relations entre les ondes semi-diurnes de pression atmosphérique et celles de la température. Le tableau 6 contient les constantes harmoniques pour les mois et l'année, le tableau 7 les temps des maxima du premier et du deuxième termes. La phase A_1 a un comportement inattendu; la forme de sa variation annuelle au Mt. Washington ne peut pas s'expliquer au moyen d'observations usées ici mais sa réalité ne peut pas être mise en doute; car la comparaison avec le Sonnblick démontre un parallélisme accentué, si les echelles du diagramme sont choisies proprement. La marche annuelle de l'amplitude a_1 se représente au Mt. Washington par une sinusoïde simple; au Sonnblick elle se compose de trois droites reproduisant la marche analogue. Les différent caractères physiques des surfaces des deux sommets expliquent aisément les divergences. Il est démontré que

les séries de Fourier convergent si rapidement que deux termes suffisent pour représenter assez exactement la variation diurne de la température aux stations des sommets. En moyenne de l'année, le maximum du deuxième terme (le plus près du midi), apparait à 13,3 h au Mt. Washington et à 13,5 h au Sonnblick. La variation annuelle de a_2 atteint le maximum aux équinoxes pour les deux sommets. a_2 est quasi-constant par rapport à a_1. Comme A_2 varie moins que A_1, l'entier deuxième terme a une variabilité plus petite que premier. Au Mt. Washington, a_2 est presque égal à a_1 en décembre; au Sonnblick, ce sont 59% de a_1 au même mois. Les faits cités conduisent à admettre que le deuxième terme harmonique de la variation diurne de la température aux sommets assez isolés a une signification physique propre; au contraire du premier terme, le *statique*, presque exclusivement causé par le rayonnement, le second terme doit son origine à des causes *dynamiques*.

Tout porte à conclure qu' aux sommets assez isolés dans les latitudes moyennes, — sans compter d'autres facteurs difficiles à déceler —, la variation semi-diurne de la température est causée et dirigée par l'onde semi-diurne de la pression atmosphérique progressant vers l'Ouest.

I. Introduction.

Several years ago the author made a study of the aperiodic temperature variations on Mt. Washington. For this purpose, a more intimate knowledge of the periodic temperature variations was desirable. Dr. Charles F. Brooks, Director of the Blue Hill Meteorological Observatory was kind enough to have average hourly temperatures at Mt. Washington calculated for the three years 1935, 1936, 1937. Recently, the author came across these records among his notes and was surprised how far apart the times of the periodic temperature extremes were spread in the course of the year; a more detailed study of this phenomenon seemed to be worthwhile.

Since three years' observations seemed not sufficient for a study of this kind, Dr. Brooks again provided the author with another series of average hourly temperatures for each of the 12 months of the years 1941–1950.

Before entering into further examination of details of the daily march of temperature on Mt. Washington, a preliminary investigation was made in order to determine the role of chance in the great variations of the times of the extremes.

The average daily variations of temperature of the 12 months were represented graphically for the three year period as well as for the ten year period. From these curves the times of extremes were estimated, as shown in Table 1.

With the exception of the time of minimum temperatures in January, a rather good parallelism of the two pairs of curves is evident. This impression is confirmed by the correlation coefficients (r) for the two maximum- and the two minimum-series.

$$\text{Maximum: } r\,(3\text{ ys},\ 10\text{ ys}) = +0.86 \;\|\; F = 0.05\ r/F = 17,$$
$$\text{Minimum: } r\,(3\text{ ys},\ 10\text{ ys}) = +0.81 \;\|\; F = 0.07\ r/F = 12.$$

The magnitude of the correlation coefficients and, especially, the very high ratios r/F (coefficient to probable error) show clearly that the two maximum series and the two minimum series are rather strongly correlated. Since the two sets of series (3 ys and 10 ys) are absolutely independent of one another, it can be concluded that some peculiarities, such as the night minima in winter, cannot be attributed to chance.

Table 1. *Times in Hours from 1 to 24 of the Average Daily Temperature–Extremes on Mt. Washington for the Series 1935–1937 (3 years) and for that of 1941–1950 (10 years). Estimated from Graphs.*

	Maximum		Minimum	
	3 years	10 years	3 years	10 years
January	13	13	21	5
February	14	13	6.5	4.5
March	13	13	3	5
April	13.5	14.5	5	5
May	14.5	15	4	4
June	14.5	14.5	4	4
July	15	15	5.5	4
August	15	15	5.5	5
September	14	13.5	5.5	5
October	13.5	13.5	5.5	6
November	11.5	13	24	24
December	11	11.5	21	20.5

As a confirmation of the reality of evening and late evening minima, instead of minima ordinarily occurring at about sunrise, the observations on the Sonnblick Observatory (Austrian Alps, 47° 03′ N, 12° 57′ E, 3106 m) show that in December [*1*] on the average of 44 years, the temperature minimum occurs at midnight. In November a secondary minimum appears at the same time. STEINHAUSER remarks that these deviations from normal were without significance because of "the smooth trend of the temperature curves". This opinion is fully justified from a scientifically critical standpoint, as long as this exceptional behavior of the daily temperature variation is restricted to one place. When, however, the phenomenon is observed at two places at a great distance from one another, in different periods, it must be taken as real. Under these circumstances an investigation in some features of the daily march of temperature on Mt. Washington and other summits was considered of interest.

II. The Annual Temperature Variation on Mt. Washington Observatory (44° 16′ N, 71° 6′ W, 1914 m), Compared with that on Sonnblick Observatory (47° 04′ N, 12° 57′ E, 3106 m).

In the following sections only *hourly* deviations from the monthly average temperatures are mostly discussed so that it may be useful to

start out with the monthly means. A comparison of the monthly averages on Mt. Washington with those on a peak in the Austrian Alps at an elevation of 1192 m (3911 ft) higher could give vital support to the results obtained from the Mt. Washington records.

It may seem rather unusual to compare the temperatures of places separated by a large ocean and, moreover, to do so despite the fact that neither the periods of observation (10 years vs. 44 years) nor the epochs (1941–1950 and 1887–1930) are identical. The latter objection cannot be refuted; but it seems unlikely that the differences in temperature caused by the different lengths and the different epochs of the observation series are so great that they render the comparison meaningless. The variability of the monthly temperatures increases with height [*2*]; nevertheless, the variability of *ten years' averages* is small. The average variability of the annual temperature of a decade is 0.32 Cdeg on Sonnblick. Even if this variability for Mt. Washington were greater, it is unlikely that it is greater by one order of magnitude. For this reason a rough comparison is possible in spite of the different observational periods and epochs. The comparison of places west and east of the Atlantic is permissible too, since the laws of thermodynamics and radiation are the same in the entire atmosphere and the remaining effects represent climatic differences that can and should be compared.

Table 2. *Monthly Average Temperatures (° F) on Mt. Washington, N. H. (W) (1914 m = 6280 ft) and Sonnblick, Austria (S) (3106 m = 10190 ft), Differences (W–S) and Lapse Rates (l. r.).*

	W °F (1941—50)	S °F (1887—1930)	W—S Fdeg	W—S Cdeg	l. r. Cdeg/100 m
January	6.29	9.03	— 2.74	— 1.52	— 0.13
February	4.44	8.24	— 3.80	— 2.11	— .18
March	12.99	11.34	1.65	0.92	.08
April	22.59	15.84	6.75	3.75	.31
May	35.53	24.69	10.84	6.02	.56
June	44.89	29.89	15.00	8.33	.70
July	49.48	33.46	16.02	8.90	.75
August	47.41	33.62	13.79	7.66	.64
September	41.85	29.23	12.62	7.01	.59
October	32.62	23.49	9.13	5.08	.43
November	20.80	15.57	5.23	2.91	.24
December	8.49	11.43	— 2.94	— 1.63	— .14
Year	27.28	20.49	6.79	3.77	0.32

These ideas granted, there is a surprising climatic fact: Mt. Washington is *colder* by 3 to 4 Fdeg than the Sonnblick in each of the three winter months, December, January, and February, although the Sonnblick is 3911 ft (1192 m) *higher*. The only explanation may be that a huge inversion, nursed by cold polar air masses advected from Canada and

Table 3. *Hourly Deviations from Ten Years' Monthly Averages of Temperature in Tenths of Fdeg for Mt. Washington.*

Hour	January	February	March	April	May	June	July	August	Sept.	October	November	December	Year
1	— 3	— 6	— 14	— 17	— 18	— 21	— 20	— 17	— 10	— 7	— 3	0	— 11.3
2	— 5	— 9	— 15	— 21	— 22	— 24	— 23	— 19	— 14	— 11	— 5	— 2	— 14.2
3	— 5	— 11	— 15	— 23	— 24	— 27	— 25	— 20	— 17	— 13	— 6	— 1	— 15.6
4	— 6	— 12	— 16	— 25	— 26	— 28	— 28	— 23	— 18	— 13	— 5	— 1	— 16.8
5	— 8	— 12	— 16	— 27	— 25	— 25	— 27	— 23	— 19	— 15	— 6	— 3	— 17.2
6	— 7	— 10	— 16	— 22	— 21	— 20	— 22	— 19	— 17	— 16	— 8	— 5	— 15.2
7	— 5	— 8	— 9	— 15	— 15	— 16	— 17	— 13	— 11	— 10	— 4	— 3	— 11.3
8	— 2	— 2	— 6	— 9	— 9	— 10	— 8	— 7	— 7	— 4	— 1	0	— 05.2
9	2	4	0	— 1	— 1	— 2	— 1	— 1	0	2	5	3	00.8
10	8	12	9	9	7	7	8	8	7	8	8	8	08.2
11	9	15	14	15	14	17	15	14	13	12	11	9	13.2
12	11	18	22	21	21	24	23	20	19	17	12	9	18.1
13	15	19	24	26	28	30	30	27	26	21	14	9	21.6
14	12	18	22	27	30	32	32	28	26	20	12	5	22.0
15	9	15	20	27	31	31	34	29	24	18	9	2	20.8
16	5	11	18	25	30	30	33	28	22	16	5	— 2	18.4
17	— 1	4	11	20	25	25	27	22	12	7	1	— 5	12.3
18	— 2	— 2	3	10	17	17	19	14	3	1	— 3	— 6	05.9
19	— 2	— 4	0	3	5	6	5	3	— 2	0	— 3	— 4	00.6
20	— 4	— 6	— 5	0	— 1	— 3	— 5	— 4	— 7	— 3	— 6	— 5	— 04.1
21	— 6	— 6	— 7	— 2	— 5	— 7	— 9	— 7	— 9	— 4	— 6	— 5	— 06.0
22	— 5	— 6	— 7	— 5	— 7	— 9	— 11	— 9	— 9	— 5	— 5	— 2	— 06.7
23	— 6	— 6	— 10	— 8	— 12	— 13	— 15	— 13	— 12	— 8	— 8	— 2	— 09.4
24	— 6	— 6	— 11	— 10	— 15	— 16	— 19	— 16	— 13	— 9	— 9	— 1	— 10.8

Labrador, spreads over the country and extends to the level of the ridges of the Presidential Range, N. H. Thus, an important climatic phenomenon is revealed by the two series of temperature. In the White Mountains the dynamic, advected inversion lowers the winter temperature, up to about 2000 m, whereas in the European Central Alps a static (radiation) inversion generally prevails, and the summits of the high mountains reach into layers of the relatively warm maritime air masses from the Atlantic.

The last column of Table 2 shows fictitious monthly lapse rates, computed under the assumption that the two observatories are shifted one over the other. It is highly interesting to note that the lapse rates from May through September are quite reasonable. Such lapse rates can be found in real mountain ranges like the Rocky Mountains. The rather high lapse rates of July and August are explainable even in the case of our fictitious mountain range. In these months the summit plateau of Mt. Washington is free from snow and represents a powerful heating surface, while the Sonnblick peak remains embedded in snow and ice which have *thermostatic* effects.

III. Hourly Deviations from Ten Years' Monthly Averages of Temperature for Mount Washington, N. H. The Average Daily Range of Temperature.

The hourly deviations from the average monthly temperatures (Table 2) are shown in Table 3 because they are basic to the subsequent analysis: moreover, such deviations for Mt. Washington have never been published before. The task of maintaining accurate and uninterrupted thermograph records on the summit of Mt. Washington is extremely difficult because of the severe climate with its icing conditions and winds of hurricane force. In spite of all these difficulties the records of the daily march of temperature are so little disturbed that not only the ten years' average but also those of every individual month furnish useful information. At any rate, the observations themselves give no rise to doubts or criticisms.

The most elementary characteristic, deducible from the list of deviations, is the daily temperature range for the months and the year (Table 4).

In December the daily temperature range is nearly nine times greater on the coastal plain (Boston, Mass.) than on Mt. Washington; in July three times greater. The higher ratios and their annual variation can be explained, essentially, by the fact that the intensity of air exchange [*3*] on the plain is only a small fraction of that of the mountain. Naturally, also some other factors augment the effect in question. The comparison of the Boston and Mt. Washington data indicates a strong decrease of the daily temperature range with increase in height. This statement, however, cannot be assumed generally valid, as long as only surface-bound stations are considered and not points in the free atmosphere. For example, Table 5 shows the interesting fact that the daily range can be

Table 4. *Average Daily Temperature Range for the Months on Mount Washington (W) (44° 16′ N, 71° 16′ W, 1914 m); Sonnblick (S) (47° 03′ N, 12° 57′ E, 3106 m) and Obir (O) (46° 30′ N, 14° 29′ E, 2141 m).*

	Range, Cdeg				
	W	S	O	W—S	W—O
January	1.28	0.85	0.95	.43	.33
February	1.72	1.21	1.37	.51	.35
March	2.22	1.88	2.09	.34	.13
April	3.00	2.35	2.36	.65	.64
May	3.17	2.44	2.59	.73	.58
June	3.33	2.36	3.63	.97	— .30
July	3.44	2.34	3.68	1.10	— .24
August	2.89	2.14	3.49	.75	— .60
September	2.50	1.74	2.47	.76	.03
October	2.06	1.31	1.40	.75	.66
November	1.28	0.86	1.03	.42	.25
December	0.83	0.67	0.69	.16	.14
Year	2.18	1.65	2.15	.53	.16

far greater at altitudes exceeding much that of Mt. Washington: the average daily range at Leh (Kashmir) is a multiple of that on Mt. Washington. The principal reason is that Leh is located (in the valley of the upper Indus river) between gigantic mountain masses, 18000 ft and more in altitude, that block the air exchange to a great extent. Thus, inversions occur with low temperatures in the morning hours, followed in the afternoon by intense superadiabatic gradients caused by the superheated air layers adjacent to the valley bottom. On a free summit of a mountain range such as on Mt. Washington, such extremely changing physical conditions can neither develop nor can they be maintained.

Table 5. *Average Daily Temperature Range (Cdeg) at Leh (Upper Indus River Valley) 34.2° N, 77.7° E, 3506 m) and on Mount Washington (1914 m).*

	Winter	Spring	Summer	Autumn	Year
Leh	10.0	11.3	12.9	9.6	11.6
Mt. Washington	1.3	2.8	3.2	2.0	2.2
Leh/Mt. Washington	7.7	4.0	4.0	4.8	5.3

A secondary reason for the large ratio of the daily ranges shown in Table 5 is the fact that there is practically no snow cover at Leh, despite the great altitude; this is a consequence of the Foehn effect caused by the high mountain ranges bordering the upper Indus valley.

It may be emphasized that Leh is 1592 m (5223 ft) higher than Mt. Washington. On the average for the year, the daily temperature range at Leh is 5.3 times larger than on Mt. Washington, in winter nearly 8 times. Obviously, also cloudiness conditions and the lower geographical latitude of Leh favor the development of large daily ranges.

In the foregoing, the daily temperature range on Mt. Washington has been compared with that of Boston, 6200 ft *below*, and with that of Leh, 5200 ft *above* the level of Mt. Washington. In *both* cases the temperature ranges are multiples of that on Mt. Washington. These examples, the number of which could be greatly increased, show that the daily temperature range is independent of the elevation per se. It is, under otherwise equal conditions, dependent primarily upon geographical factors determining air exchange, and the local physical conditions of the surface. In the following, the temperature conditions on *freely exposed summits* are further considered.

Table 4 contains the daily ranges of temperature on Mt. Washington (W), Sonnblick (S), and Obir (O). In Columns 5 and 6 the differences (W–S) and (W–O) are given. Obir is 227 m (745 ft), Sonnblick 1192 m (3911 ft) higher than Mt. Washington where on the average of the year the daily range is 7% greater than that on Obir, and 38% greater than that on Sonnblick.

The daily range on Sonnblick is smaller than that on Mt. Washington throughout the year. It is not the greater elevation that causes this phenomenon, but the fact that the heating effect of the surface of the steep rocky peak of Sonnblick permanently embedded in ice and snow is much smaller than that of the extended plateau-like mass of the Presidential Range. The greatest difference occurs in summer when the sun's altitude is at its highest and the Mt. Washington plateau is free of snow. In December, at lowest sun's altitude, with snow cover on both mountains, the difference in the average daily range is quite negligible, when we consider that the observational periods are different in length and do not belong to the same epoch. The very similar physical conditions of the two summits in December cause equal daily ranges of temperature independent of the difference in height.

The same is true for the December temperature ranges on Mt. Washington and Obir. Observations on two volcanoes in the interior tropics, Pangerango, Java (6° 45′ S, 106° 58′ E, 3023 m), and El Misti, Peru (16° 16′, S, 71° 27′ W, 5852 m), give further illustration of the behavior of the average diurnal temperature ranges on summits in other climates. As a result of the high sun's altitude, the diurnal range for the year, as compared with that of roughly 2° C for the three summits in Table 4, is raised to 4.7 Cdeg at 10000 ft in Java and to 6.6 Cdeg at ca. 19000 ft in Peru. It is possible that the range observed in Peru is somewhat artificially increased by the influence of direct solar radiation on the simple Stevenson screen used at this extraordinary location. Nevertheless, an *increase* of diurnal range with height, not a decrease, is apparent. The direct influence of radiation effects on the temperature of the air is small and it is to a much greater extent, the surface of the summit, its area and physical properties, that is the decisive factor which controls air temperature, independent of altitude.

There are a number of conditions that are apt to lead to a greater diurnal range on El Misti than on Pangerango. The latter is covered

with vegetation up to the top [*4*], whereas the slopes above 17000 ft and the summit of El Misti show bare rocks and debris. Moreover, even the highest portions of El Misti are generally free of permanent snow cover [*5*]. Thus, this summit region offers a more effective heating surface than does the top of Pangerango. Finally, the latter is located in the tropical rain belt (small temperature ranges), the former in a tropical desert region. Consequently, also in this case, the temperature range is largely independent of height and height-differences.

The effect of cloudiness on the magnitude of the temperature range can be illustrated by two examples for the conditions on free summits. With some exceptions that need not be discussed here, the maximum range occurs in the summer season of the respective hemisphere in the temperate zones. In the tropics, however, e. g. Pangerango and El Misti, the maximum range is observed in August and September, the minimum in January and February and February and March respectively. The range reaches its maximum in winter of the southern hemisphere, in the dry season which has the least cloudiness [*6*].

The second example is taken from Table 4. The difference (W–O) is negative in summer, i. e. the temperature range on Mt. Washington is smaller than on Obir. The reason for this is the fact that the climate on Obir shows a touch of Mediterranean characteristics, namely a well accentuated secondary *minimum* of cloudiness in summer (August). On Mt. Washington, cloudiness reaches its maximum in summer. On Obir, therefore, the daily range of temperature exceeds that on Mt. Washington in this season.

Summarizing it can be stated that the average diurnal temperature range on summits is not directly dependent upon altitude, but upon physical properties and size of the effective heating surface offered by the summit region, as well as upon the general and local radiation elements controlling the effect of the heating surface. The local air exchange (Austausch) in horizontal and vertical direction is the dominant factor that determines the magnitude of the diurnal temperature range.

IV. Results of the Analysis of the Diurnal Temperature Oscillations.

1. The Method.

According to the simplest concept, the curve representing the average daily variation of temperature consists of two parts of different physical nature. The portion between sunrise and sunset is strongly related to the sine of the altitude of the sun; the trend of the curve between sunset and sunrise is essentially a consequence of the cooling process caused by outgoing radiation during the night hours. Attempts were made to divide further the second part of the temperature curve into two sections. From sunset to about two hours before sunrise the decay curve of temperature can be represented by a pure exponential function, whereas the continuation of the curve until sunrise shows a diminished decrease of temperature with time: a kind of "heat dawn" [*7*] has been assumed.

Investigations in this direction lead to contributions to our knowledge of the atmospheric heat balance. However, they dismember the temperature curve, so that a picture of the variation, complete in itself, cannot be attained, and an originally planned comparison of various diurnal variations of temperature would meet with difficulties. On the other hand, the features mentioned above show that the diurnal temperature curve cannot follow a pure periodic trend. Nevertheless, the author decided to analyze the diurnal variation of temperature harmonically although some writers are of the opinion that this method does not lead to a sufficiently accurate representation of the temperature curve.

The strongest inducement to study the half-day wave of temperature (especially on free summits) was their relationship to the half-day wave of *air pressure*.

The reader may be reminded of the classic theory of MARGULES [*8*] which he based on his computations that show that the atmosphere has a free oscillation period of very nearly 12 hrs. As an *exciting cause* of vibrations of this period (resonance effect) the semidiurnal *temperature* wave was introduced by MARGULES. Generally, this idea was accepted, although some authors doubted that the real semidiurnal *pressure* wave could be excited by a semidiurnal *temperature* wave which may only be a purely arithmetic result of the analysis by means of Fourier series, without further physical significance [*9*].

From a general standpoint, important for the following results it must be mentioned that HUMPHREYS [*10*] thinks that the ordinary whole-day wave of temperature and the pressure variations resulting from it appear as a sufficient impulse to excite the free twelve-hour vibration of the atmosphere. Be that as it may, the nature of the twelve-hour temperature wave is still an unsolved problem to the solution of which the following sections may, perhaps, contribute.

2. The Harmonic Constants.

The harmonic constants for the hourly deviations from the average temperatures of the months and the year (Table 3) are given for Mt. Washington in Table 6 A. For comparison, Table 6 B contains the corresponding constants calculated for the Sonnblick Observatory [*11*]. The Fourier series are applied in the form, mostly used in meteorology [*12*];

$$y = a_0 + a_1 \sin (A_1 + x) + a_2 \sin (A_2 + 2\,x) + \ldots$$

Corrections for inequality of temperature at 0 hr and 24 hr have not been applied. The differences caused by the annual course of temperature are not likely to be important and would not greatly influence the harmonic constants [*13*]. On the other hand, it was desirable to avoid even the slightest artificial deformation of the trends of the temperature curves in an investigation of the details of the diurnal temperature variation.

Table 6. *A. Harmonic Constants of the Average Diurnal Variation of Temperature for the Months and the Year on Mt. Washington (Fdeg).*

	(1) a_0	(2) a_1	(3) a_2	(4) $100\,a_2/a_1$ %	(5) A_1°	(6) A_2°
January	6.29	0.85	0.44	52	253	69
February	4.44	1.39	.62	45	248	76
March	12.98	1.85	.56	30	238	66
April	22.59	2.26	.51	23	231	62
May	35.53	2.70	.46	17	227	41
June	44.89	2.86	.48	17	229	43
July	49.48	2.93	.54	18	230	30
August	47.41	2.48	.48	19	231	43
September	41.85	1.99	.69	34	237	46
October	32.62	1.54	.56	37	236	67
November	20.80	0.93	.39	42	260	69
December	8.49	0.46	.45	98	285	87
Year	27.28	1.83	.51	28	235	59
Range	45.04	2.47	.30	81	58	57

B. Harmonic Constants of the Average Diurnal Variation of Temperature for the Months and the Year on Sonnblick (Fdeg).

	(1) a_0	(2) a_1	(3) a_2	(4) $100\,a_2/a_1$ %	(5) A_1°	(6) A_2°
January	9.03	0.63	.29	47	229	44
February	8.24	0.96	.35	36	229	40
March	11.34	1.57	.42	27	229	45
April	15.84	2.00	.37	19	226	45
May	24.69	2.08	.20	10	225	67
June	29.89	2.04	.17	8	229	61
July	33.46	2.04	.20	10	228	42
August	33.62	1.84	.22	12	225	35
September	29.23	1.48	.23	16	226	47
October	23.49	1.07	.32	29	232	32
November	15.57	0.67	.31	46	240	44
December	11.43	0.47	.28	59	246	39
Year	20.49	1.40	.28	20	228	44
Range	25.38	1.61	.25	51	21	35

In the first three columns of Table 6 A and B, the monthly means a_0 and the amplitudes a_1 and a_2 are given in Fdeg. Col. 4 contains the ratio a_2/a_1 in per cent, and Cols. 5 and 6 show the phase angles A_1 and A_2.

3. Maximum-Times of the Whole-Day Wave.

Times of maxima are given in Tables 7 A and B. At Mt. Washington Observatory Eastern Standard Time, i. e. time of the 75° meridian,

is used, while at the Sonnblick Observatory the clocks are set by local time. For the sake of comparability, the times given for Mt. Washington (71° 16′ W) are reduced to local time by adding 15 minutes.

Table 7. *A. Maximum Times of the Whole-Day Wave of Temperature for Mt. Washington (W) and Sonnblick (S). Local Time (0–23 h).*

	(1) W Hour	(2) S Hour	(3) S-W Hours
January	13.4	14.7	+ 1.3
February	13.7	14.7	+ 1.0
March	14.4	14.7	+ 0.3
April	14.8	14.9	+ 0.1
May	15.1	15.0	— 0.1
June	15.0	14.7	— 0.3
July	14.9	14.8	— 0.1
August	14.9	15.0	+ 0.1
September	14.4	14.9	+ 0.5
October	14.5	14.5	+ 0.0
November	12.9	14.0	+ 1.1
December	11.3	13.6	+ 2.3
Mean	14.1	14.6	+ 0.5
Winter	12.8	14.3	+ 1.5
Spring	14.8	14.9	+ 0.1
Summer	14.9	14.8	— 0.1
Fall	13.9	14.5	+ 0.6

B. Maximum Times of the Half-Day Wave of Temperature, Nearest to Noon, for Mt. Washington (W) and Sonnblick (S). Local Time (0–23 h).

	(1) W Hour	(2) S Hour	(3) S-W Hours
January	13.0	13.5	+ 0.5
February	12.7	13.7	+ 1.0
March	13.1	13.5	+ 0.4
April	13.2	13.5	+ 0.3
May	13.9	12.8	— 1.1
June	13.8	13.0	— 0.8
July	14.2	13.6	— 0.6
August	13.8	13.8	0.0
September	13.7	13.4	— 0.3
October	13.0	13.9	+ 0.9
November	12.9	13.5	+ 0.6
December	12.4	13.7	+ 1.3
Mean	13.3	13.5	+ 0.2
Winter	12.7	13.6	+ 0.9
Spring	13.4	13.3	— 0.1
Summer	13.9	13.5	— 0.4
Fall	13.3	13.6	+ 0.3

On closer inspection the average diurnal variation of temperature on Mt. Washington shows peculiar features. In order to distinguish between reality and chance, on the one hand, and between natural peculiarities and artificial influences, such as unfavorable exposure of the thermograph, systematic errors in the evaluation of the thermograms, etc., on the other hand, the data are compared with those of the Sonnblick Observatory.

First, the *phase-angles* (Cols. 5, Table 6) are discussed. For ease in presentation, the angles related to maxima are converted to time in Table 7. On the average for the year, the maximum of the whole-day wave occurs on Mt. Washington at 14.1 h, at Sonnblick Observatory at 14.6 h. Small though this difference is, it is the opposite of expectation, because the maximum on Sonnblick should occur *before* that on Mt. Washington, considering that the surface of the latter, involved in heat exchange processes is apparently more effective than that on Sonnblick [*14*]. De facto, Sonnblick is ahead of Mt. Washington only in the months May, June, July. In March, April, and August, September, October, the time difference S–W is slightly positive; Mt. Washington ahead of Sonnblick. It is, however, of interest that, on the average over the period from March through October, the maximum occurs on the two summits at nearly the same local time, i. e. 14.8 h.

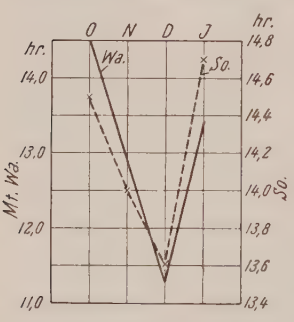

Fig. 1. Shifting of maximum-times of the whole-day wave during the period from October to January on Mt. Washington (————) and at the Sonnblick Observatory (- - - - - -).

In contrast to these conditions, the maximum times, in November and December, are strangely irregular. Col. 1 of Table 7 A shows that the hour of the maximum of the whole-day wave at Mt. Washington in October lags behind that of November by 1.6 hrs, and the maximum of November behind that of December by additional 1.6 hrs. These strange maximum times, 12.9 h and 11.3 h in November and December respectively, are beyond any expectation and the justifiable question arises, whether or not the temperature series for Mt. Washington are in error.

This question can be answered by means of a graphic comparison between the respective maximum-times on the two summits (Table 7 A). The ordinate scale (Fig. 1) on the left side represents the maximum-time for Mt. Washington; the scale on the right for the Sonnblick Observatory is in proportion to the left scale enlarged in the ratio of 5:2. Thus, the trends of the two curves are more easily compared. The representation shows that the *tendencies are more or less identical*. It is unlikely that a parallelism such as that in Fig. 1 is due to chance, and the 11 A. M. maximum of the whole-day wave on Mt. Washington must be considered real. This result is corrobborated by the rather high correlation coefficient (see section 1) between the annual course of the extreme-times of the mutually independent periods of observation 1935/37 and 1941/50 for Mt. Washington.

This remarkable shift backwards of the maximum-time of the first harmonic may be favored by greater solar and sky radiation in the forenoon hours as compared to that in the afternoon hours. HAURWITZ [*15*] gives percentages of the total radiation during forenoon for Mt. Washington. From the data given by STEINHAUSER [*16*] the equivalent percentages were calculated for sunshine duration during forenoon, because, total radiation is not observed at the Sonnblick Observatory.

	November	December	January
Mt. Washington, percentages of total radiation during forenoon	57	56	53
Sonnblick, percentages of possible sunshine duration during forenoon	50	47	49

According to these data, the forenoon on Mt. Washington is, indeed, *richer* in incoming radiation than is the afternoon, and thus the phenomenon in question appears to be supported to a certain extent. Although on Sonnblick sunshine duration, not total radiation, is recorded, the percentages given above indicate that the incoming radiation during forenoon is equal to, or smaller than, that during afternoon. Thus on Mt. Washington the early maximum is associated with a *forenoon* predominance of incoming radiation, whereas the early maximum on Sonnblick is associated with an *afternoon* predominance of insolation.

Incidentally, it may be mentioned that at the Sonnblick Observatory, on bad-weather days, an obscure maximum of sunshine duration was found [*17*] at about 10 A. M. Since, in December, cloudy days are frequent on both summits, this pecularity together with the frequency of cloudy days may perhaps favor, but by no means explain the early maximum of the first harmonic[1].

In summarizing it can be stated that in winter the early maxima of the first harmonic on the two summits are real. However, the phenomenon itself cannot be explained by means of the available observational material.

4. The Amplitude of the Whole-Day Wave.

Fig. 2 shows the *annual* variation of the amplitude (a_1) of the whole-day wave on Mt. Washington and at the Sonnblick Observatory. The analysis of the Mt. Washington curve results in the equation:

$$a_1 (W) = 1.85 + 1.11 \sin (295° + x) + 0.11 \sin (351° + 2\,x).$$

[1] Examples of exceptionally early diurnal temperature maxima are offered by the temperature variations observed at places with intense seabreeze. There the periodic invasions of cool air in the late forenoon, a dynamic process, cut off the maximum portion of the regular temperature curve so that the highest temperature of the day occurs earlier than normal. For the purpose of this investigation the diurnal temperature variation for a place on the east coast of Greece [*18*] for days with seabreeze was analyzed harmonically. The result was that on such days the maximum of the first harmonic occurred at 12.5 P. M., two and a half hours earlier than on the average of *all* days.

Since the amplitude α_2 of the second term is only a tenth of α_1, the curve is represented, with sufficient accuracy, by the equation:

$$a_1 (W) = 1.85 + 1.11 \sin (295° + x).$$

It is quite a different matter with the Sonnblick curve; the first impression is that of a sine function also, but one with the maximum portion of the curve cut off.

On Mt. Washington the amplitude a_1 simply increases and decreases with the sun's altitude. On Sonnblick, other conditions are displayed. As long as surface temperatures of well below the freezing point are prevalent, the snow surface is warmed, starting at sunrise, to its maximum temperature between noon and, say, 2 P. M. In the months, characterized by low air- and surface temperatures, the amplitude must, therefore, grow larger with increasing sun's altitude. If, however, the freezing point is reached, a good deal of the incoming radiation is consumed in melting the snow surface so that the amplitude cannot rise further and the well known thermostatic effect occurs. This phenomenon is clearly illustrated by curve II representing the *annual* variation of a_1 (Fig. 2). There is an ascending trend from January to April and a descending from July to December. In the months April through July, the amplitude a_1 remains practically constant.

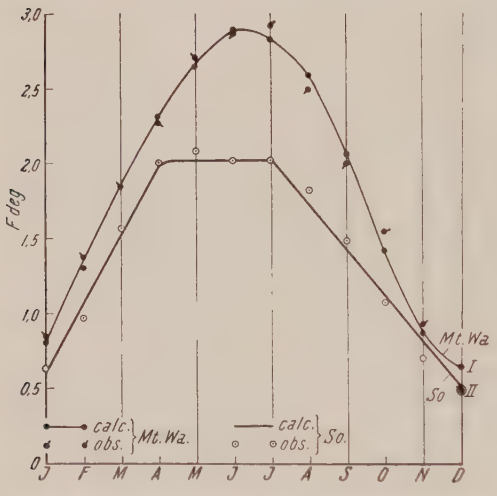

Fig. 2. The annual variation of the amplitude a_1 (Fdeg) of the whole-day wave for Mt. Washington and the Sonnblick Observatory.

The annual variation of a_1, on Sonnblick, can be presented by three straight lines:

I. Ascending portion from $x = 1$ (January) to $x = 4$ (April):

$$a_1 = 0{,}47\ x + 0.11,$$

II. Thermostatic portion from $x = 4$ (April) to $x = 7$ (July): $a_1 = 2.04$,

III. Descending portion from $x = 7$ (July) to $x = 12$ (December):

$$a_1 = -0{,}34\ x + 4{,}46.$$

The deviations from the kinked line composed of these three straight linea are small. The average residual (r) is: $r = 0.05$ Fdeg. The month of August with a temperature of 33.8° F is the warmest month on Sonnblick. Nevertheless, the amplitude decreases from July to August. This

may be fully explained by the decrease of the altitude of the sun. The increase of the amplitude not the decrease is limited by the thermostatic consequences of snow melt.

On Mt. Washington this complication does not exist; plateau and summit have practically no permanent snow cover from May through September.

Thus, the analysis of the amplitude a_1 on Mt. Washington and the comparison with the conditions on Sonnblick show that the whole-day wave represents the static, i. e. radiative, portion of the diurnal variation of temperature.

5. The Half-Day Wave of the Diurnal Temperature Variation.

The curve representing the average temperature variation may consist of quite different parts, as mentioned above, e. g., of a sinusoidal portion, an exponential one, and a more or less rectilinear portion. At any rate, every curve can be approximated by a Fourier series if a sufficient number of terms are applied. So far, the harmonic analysis was only *formal* in character. In meteorological problems, the use of the analysis by means of Fourier series should, generally, be restricted to cases in which, at least, one term has a physical meaning. The other terms may play the role of corrections. In the present case, the first term represents temperature variations, almost exclusively caused by radiation effects, and may be called "Static Term".

Now, the question arises, whether or not the second term also has an independent meaning of physical significance. If the amplitudes of the higher terms do not show convergence it must be assumed that the higher terms, including the second one, are nothing but numerical corrections for improving the approximation.

For the average diurnal temperature variation, in addition to a_1 and a_2, also a_3 and a_4 were calculated for a few months. One example may be given for the average of five February months:

$a_1 = 1.17$ Fdeg, $a_2 = 0.56$ Fdeg, $a_3 = 0.02$ Fdeg, $a_4 = 0.11$ Fdeg.

This random sample shows that the respective Fourier series converges quickly. In the present case, a_3 is negligible in comparison with a_1, and a_4 is only 9 per cent of a_1. Thus, apparently, terms higher than the second can be neglected in this Fourier series.

The criterion of Brunt [*19*] indicates whether or not it is worthwhile to calculate further terms of a Fourier series and reads:

If
$$\sigma^2 = \frac{\Sigma (u_i)^2}{n},$$

$$\sigma'^2 = \sigma^2 - \frac{1}{2}(a^2{}_1 + a_2{}^2)$$

should be small in comparison with σ^2, if the higher terms are negligible. σ^2 is the variance, u_i are the deviations, and n is the number of elements. In the present case,

$$\sigma'^2 = 0.$$

In this random sample, BRUNT's criterion too, furnishes the result that a sufficient approximation of the diurnal temperature variation on the two summits is reached with the first two terms.

Therefore, a further investigation of $a_2 \sin(2x + A_2)$ appears to be worthwhile.

The average annual values are
For Mt. Washington (W):

$$a_1 = 1.83 \text{ Fdeg}, \quad a_2 = 0.51 \text{ Fdeg}, \quad 100\ a_2/a_1 = 28\%.$$

For Sonnblick (S):

$$a_1 = 1.40 \text{ Fdeg}, \quad a_2 = 0.28 \text{ Fdeg}, \quad 100\ a_2/a_1 = 20\%.$$

Thus: $a_1(S)/a_1(W) = 0.76, \quad a_2(S)/a_2(W) = 0.55.$

In the present case, a_1 decreases 24% for a 1000 m difference in elevation in the fictitious mountain range in which Mt. Washington and Sonnblick are combined. a_2 is diminished by 45%. Regarding a_1, it has been shown in section III that a general decrease of a_1 with height does not exist as far as surface stations are concerned. The same may be true for a_2. Although tropical conditions may not be comparable directly with those in temperate latitudes, it can be said that a_2 on volcano Pangerango (Java) (3023 m) is 1.59 Fdeg, compared with $a_2 = 0.51$ Fdeg on Mt. Washington and $a_2 = 0.28$ Fdeg on Sonnblick.

6. The Annual Variation of a_2.

The monthly values of a_2, given in Tables 6 A and B were harmonically analyzed. The equations representing the *annual* variations of a_2 (Fdeg) read:

(I) For Mt. Washington: $a_2 = 0.52 + 0.02 \sin(261 + x) + 0.09 \sin(346° + 2x)$,

(II) For Sonnblick: $a_2 = 0.28 + 0.08 \sin(74° + x) + 0.06 \sin(310° + 2x)$.

The whole-year wave on Mt. Washington is nearly negligible: the amplitude (λ_1) is not even a quarter of λ_2. On Sonnblick, however, λ_1 exceeds λ_2. Moreover, it is noteworthy that the whole-year variation on Mt. Washington is almost exactly the reverse of that on Sonnblick. If the phase angles for the annual variation are called P

$$P_1(W) - P_1(S) = 187°.$$

The phase angles P_2 (346° and 310°, respectively), however, differ by only 18 days (36°). This difference is hardly significant. The maxima of the second term occur:

On Mt. Washington: March 10, September 9,
On Sonnblick: March 28, September 27.

Finally, in Table 7 B the monthly maximum-times of the half-day wave

are given. According to the last row of this table, on the average of the year, the daily maximum (nearest to noon) occurs:

On Mt. Washington: at 13.3 P. M.
On Sonnblick: at 13.5 P. M.

Thus, the difference between the two summits is only eleven minutes[1].

The evaluation of the above mentioned two equations yields curves I and II of Fig. 3. Curve III representing the *annual variation* of a_2 of the *diurnal pressure wave* in tropical latitudes (19a) has been added. This curve was computed from the following equation:

$$(\mathrm{III})\quad a_2 = 0.713 + 0.044 \sin (97^\circ + x) + 0.040 \sin (298^\circ + 2\,x)\,(\mathrm{mm\ Hg}).$$

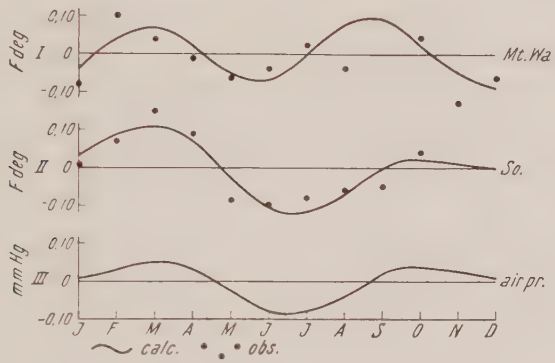

Fig. 3. Average annual variation of a_2 for:
I. Mt. Washington (Mt. Wa.). II. Sonnblick (So). III. Annual variation of a_2 of the average diurnal variation of air pressure in tropical latitudes.

The parallelism of the three curves, especially in the first *half year* is striking. On the two summits the first maximum *estimated from the graphs* (Fig. 3), is reached on the same day, March 16. Three days later, the first maximum of curve III occurs. On the one hand, in the *second half year*, the different behavior of the *first* term on the two summit disturbs, to a certain extend, the parallelism between curve I and curve II. On the other hand, the parallelism between curve II (S) and curve III (air pressure) throughout the year is noteworthy. As was mentioned above, the dates of the first maximum of curves II and III differ by three days March 16 and March 19. The second maximum is reached by both of the curves on about October 1. The strong correlation between curves II and III is also illustrated by the relatively small differences between the respective phase angles of the first and the second terms (see eqs: II and III). The role of equation III and curve III will be discussed later on.

[1] If the second decimal place is considered.

7. The Ratio of a_1 and a_2 in the Course of the Year. The Annual Variability of the Harmonic Constants of the Diurnal Temperature Variation.

In Col. 4 of Tables 6 A and 6 B the ratios a_2/a_1 are given in per cent. On both of the summits the minimum of the ratio occurs in June, the maximum in December. This is the consequence of the fact that the annual range of a_1, on Mt. Washington, is 8 times greater than that of a_2, and 6 times greater on Sonnblick. The maximum of a_1, the amplitude of the radiation term, occurs in summer, at the highest altitude of the sun, the minimum in December.

The relative constancy of a_2 can also be shown by means of the average variability (μ) calculated from the twelve monthly values of a_1 and a_2.

Mt. Washington	Sonnblick
$\mu\,(a_1) = 0.68$ Fdeg	$\mu\,(a_1) = 0.54$ Fdeg
$\mu\,(a_2) = 0.07$ Fdeg	$\mu\,(a_2) = 0.06$ Fdeg
$\mu\,(a_1)/\mu\,(a_2) = 9.7$	$\mu\,(a_1)/\mu\,(a_2) = 9.0$

Since a harmonic term is defined by amplitude and phase angle, the average variability of the latter has also been calculated using the data of Tables 7 A and B.

Mt. Washington	Sonnblick
$\mu\,(A_1) = 0.84$ hrs	$\mu\,(A_1) = 0.31$ hrs
$\mu\,(A_2) = 0.50$ hrs	$\mu\,(A_2) = 0.21$ hrs
$\mu\,(A_1)/\mu\,(A_2) = 1.68$	$\mu\,(A_1)/\mu\,(A_2) = 1.48$

Also the average variability of A_1 exceeds that of A_2 on the summits. The agreement between the ratios $\mu\,(A_1)\,\mu\,(A_2)$ on Mt. Washington and Sonnblick is noticeable. The same is true for the ratios $\mu\,(a_1)\,\mu\,(a_2)$. Thus, against expectation, the entire second term of the diurnal temperature variation on summits is rather less variable than the first, well explainable, radiation term. The amplitude a_2 can be called *quasi-constant* in comparison with the amplitude a_1 of the first term.

8. The Second Term in the Four Seasons.

Table 8 shows that the second term is most effective in winter, when a_2 reaches a value about half that of a_1. In December, $a_2 = a_1$ on Mt. Washington and is 59% of a_1 on Sonnblick.

Table 8. *Ratio a_2/a_1 in Per Cent for the Seasons.*

	Mt. Washington	Sonnblick
Winter	56	45
Spring	22	17
Summer	18	10
Autumn	37	27

In summer, the ratio decreases to 18% on Mt. Washington and to 10% on Sonnblick. The significant variation of the relative amount of a_2 can perhaps be used to explain some peculiarities of the diurnal temperature variation on Mt. Washington on the occasion of a later investigation.

Brief Summary of Sections IV. 6, 7, 8.

a) The amplitude a_2 of the harmonic term of the diurnal temperature variations reaches the relative amount of 98% of a_1 on Mt. Washington, and 59% of a_1 on Sonnblick, in December. On the average for winter, a_2 is roughly about half as large as a_1 on both summits.

b) The absolute annual means of a_2 are: 0.51 Fdeg on Mt. Washington, and 0.28 Fdeg on Sonnblick.

c) The annual range of a_2 is 0.30 Fdeg on Mt. Washington, and 0.25 Fdeg on Sonnblick.

d) On the *average for the year*, the maximum of the half-day wave nearest to noon, occurs on Mt. Washington at 13.3 P. M., and on Sonnblick at 13.5 P. M. The difference is only 11 minutes.

e) The dates of the maximum of the *half-year* wave of a_2 for Mt. Washington and for Sonnblick do not differ by more than 18 days.

f) The amplitude a_2 is so much less variable than a_1 in the course of the *year* that it could be called relatively *quasi-constant*. Even the phase-angle A_2 is less variable than A_1, both expressed in units of hours. Thus, the entire second harmonic term of the diurnal temperature variation on free summits shows apparently a lesser average variability than does the first harmonic term, the radiation term.

g) The amplitudes (α_2) of the half-*year* variation of a_2 calculated for the two summits are in good agreement.

Mount Washington $\alpha_2 = 0.08$ Fdeg,
Sonnblick $\alpha_2 = 0.06$ Fdeg.

The same is true for the ratio α_2/α_0 ($\alpha_0 = \bar{a}_2$, annual mean of a_2):

Mt. Washington $100\ \alpha_2/\alpha_0 = 17\%$,
Sonnblick $100\ \alpha_2/\alpha_0 = 21\%$.

h) According to a few random samples, the average diurnal temperature variation can be presented by the first two terms of a Fourier series with a sufficient approximation, so that higher terms are negligible.

The characteristics of the second harmonic term for Mt. Washington support the assumption that the second harmonic term of the diurnal temperature variation has a physical meaning. The opinion frequently found in meteorological literature that the second term is only a correction term, a mere calculated result, cannot be upheld. This standpoint is strengthened by the comparison of the pertinent conditions on Mt. Washington with those at the Sonnblick Observatory. Agreement between the results for the two summits exists in so many detailed features that it cannot be ascribed to pure chance, particularly when these facts are viewed with regard to the different locations of the mountains on

opposite sides of the Atlantic, different elevations, different epochs and periods of observation. Seemingly, the second term of diurnal temperature variation plays–at least on freely exposed summits–the role of a meteorological element that cannot be neglected. Thus, a search for the physical meaning of the second term may be justified.

9. The Nature of the Second Harmonic Term.

The first harmonic term was interpreted as the "Radiation Term" and was called "Static Term"; it included temperature variations caused by incoming *and* outgoing radiation, independent of the fact that the descending portion of the temperature curve, de facto, did not have the shape of a trigonometrical function. The deviations from a sine-curve are, seemingly, not significant.

The present investigation is not sufficient to give an equivalent interpretation of the second term. Only the reality and significance of this term could be demonstrated. Further inferences regarding the nature of the second term may possibly be drawn by someone who has the opportunity of studying a more extensive material. Here, only a supposition can be advanced.

From the standpoint of an analogy, the second term may be called "*Dynamic Term*". The assumption is that all temperature variations, that show any periodic character and are caused by dynamic processes, could contribute to the second term. Examples of phenomena, that could be taken into consideration are:

a) Vertical motions of the air and resulting temperature variations, caused by shrinking and stretching processes in the atmosphere, show evidently periodic features, to some extent, on free summits.

b) The Presidential Range, of which the summit of Mt. Washington is the highest point, runs approximately from NE to SW and is nearly perpendicular to the prevailing wind direction in winter, i. e. WNW. From this direction, predominantly, the polar and arctic air masses are advected and piled up on the windward side of the range, causing *dynamic* inversions over the plain. It can be assumed that solar radiation penetrates the cold air and heats the surface of the plain and the bottom of the valleys. Thus, the structure of the cold air layers is loosened, and the upper boundary of the inversion gradually assumes an increasing "roughness".

Especially with small lapse rates an increase of wind velocity sets in during the later morning hours [*20*]. The *upper* winds, storm like even on the average in the case of Mt. Washington, set the cold air in motion which overflows the mountain ridges. Thereby a further increase in temperature is checked, and the temperature curve is deformed. This dynamic advection of cold air is subject to a certain rhythm and could contribute to the "second term" in the cold half-year.

This concept is in harmony with C. F. Brooks and V. F. Clark [*21*] and with a diagram given by Boucher [*22*]. The latter shows the relationship between the temperature difference Δt (free atmosphere vs. Mt.

Washington), the mean lapse rate, and the wind speed at the summit. Contrary to the expectation that Δt must decrease with increasing intensity of mixing processes caused by higher winds, the diagram indicates that the temperature difference "atmosphere — summit" *increases* with *increasing* wind speed and is inversely proportional to the magnitude of lapse rate. Thus, the greatest Δt occur with strongest inversions accompanied by strongest winds on the summit. This result is in full agreement with the concept, mentioned above. When the wind speed is high and the inversion over the plain is well developed, cold-air surges flood the crests and diminish the air temperature above the summit; at the same time, the temperature of the free atmosphere at the summit level remains unchanged.

c) According to WAGNER's [*23*] theory, the valley breeze is explained as relatively cold air aloft above the plain, invading the full cross section of the valley from the bottom to the crests. This is precisely the point of interest for the present investigation, i. e. a dynamic process, that is essentially periodical. All three atmospheric events are subject to a *whole-day* oscillation that *could* also intensify the half-day wave in question.

d) There is *only one* atmospheric phenomenon that shows a *half-day* periodicity and can, therefore, be of direct importance to the present problem. According to M. MARGULES' theory, a wind system is associated with the half-day wave of air pressure moving westward [*24*]. When the high pressure portion of the half-day wave passes a certain point, E-winds occur, then S-winds in the transition zone between *high* and *low* pressure, and W-winds when the pressure turns to *low*; N-winds in the transition zone between *low* and *high* pressure, etc.[1] HANN [*25*] has verified the consequences of MARGULES' theory by means of the analysis of the diurnal variation of the wind components on mountain summits. If such a periodic wind system really exists, it must have an effect on temperature as a consequence of the very different average temperatures associated with the various wind directions in the latitude in question. Thus, obviously, the half-day wave of temperature could be essentially influenced by the half-day pressure wave; this appears to be a decisive dynamic *and* periodic factor.

Only with the half-day pressure wave is it possible to obtain quantitative proof from the foregoing discussion for a possible causal connection with the half-day temperature variation[2].

---

[1] To avoid misunderstanding, it may be pointed out that the described wind system is not in agreement with BUYS-BALLOT's law, because a stationary state does not exist.

[2] In the following, the secondary wind system, originating from the semidiurnal pressure wave, is hypothetically assumed as largely causing the semidiurnal temperature wave. An objection could be raised to this assumption. According to MARGULES, it is the half-day temperature wave that excites the 12-hourly free oscillation of the atmosphere; here, conversely, the half-day pressure wave should, at least partly, cause the half-day tempera-

10. The Half-Day Waves of the Diurnal Variation of Temperature and Air Pressure.

Regarding the half-day waves of the diurnal temperature and pressure variations, the following facts can be enumerated:

1. Both waves move westwards.

2. As emphasized and proved in many investigations, it is significant that the term a_2 of the diurnal air pressure variation is, in the course of the year, less variable than is the respective a_1. This characteristic fact for a_2 of the diurnal *pressure* wave is also valid for a_2 of temperature variation on mountain summits. In this respect, the agreement between Mt. Washington and Sonnblick is also worth of notice. As already mentioned, (IV. 6), the ratios of the average (temperature) variabilities μ are:

$$\text{Mt. Washington } \frac{\mu\,(a_1)}{\mu\,(a_2)} = 9.7,$$

$$\text{Sonnblick } \frac{\mu\,(a_1)}{\mu\,(a_2)} = 9.0.$$

3. Also the phase angle A_2 is less variable (IV. 6) than is A_1:

$$\text{Mt. Washington } \mu\,(A_1)/\mu\,(A_2) = 1.68,$$
$$\text{Sonnblick } \mu\,(A_1)/\mu\,(A_2) = 1.48.$$

Thus, the second term as a whole is less variable than is the first term.

4. Hann, in his outstanding investigations in the diurnal air pressure variation, arrives at the conclusion that the maxima of the amplitude of the *half-day pressure wave* occur at the end of March and of September [*26*].

Fig. 3 shows three curves:

I. The *Annual* variation of the amplitude a_2 of the diurnal temperature variation on Mt. Washington.

II. The same for the Sonnblick Observatory.

III. The *Annual* variation of the amplitude a_2 of the diurnal variation of air *Pressure* within tropical latitudes. The parallelism of the three curves is noticeable (see IV. 6).

The amplitude of the half-day *pressure* wave has its maxima at the equinoxes and the same is true for the amplitudes of the half-day temperature wave on Mt. Washington as well as on Sonnblick [*27*]. This statement leads to the idea that the half-day *pressure* wave causes, to a great extent, the half-day *temperature* wave.

5. As mentioned above, Hann [*25*], after eliminating the average wind direction of the day, has calculated the diurnal variation of wind components from the records obtained on some free mountain summits. This wind system derived directly from the *observations* is in *full agreement*

ture wave. In the author's opinion, there is no serious difficulty if a kind of self-reïnforcing process (self-induction) exists in a stationary state.

If Humphreys' ideas about the process that excites the semidiurnal *pressure* wave (Section IV. 1) are accepted, no conflict at all can arise.

with that which MARGULES' *theory* demands as a consequence of the westward moving half-day wave of the diurnal variation of air pressure. This is the main point of argument in the present investigation. If a causal connection between the half-day *pressure* wave and the half-day *temperature* wave is assumed, then the latter must be the more closely

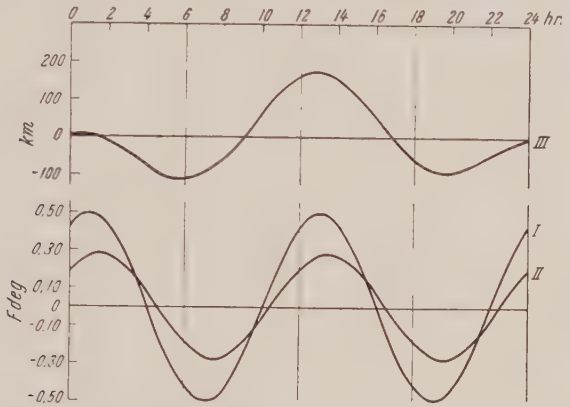

Fig. 4. I. Half-day wave of air temperature on the average for the year on Mt. Washington (hourly deviations). II. The same for Sonnblick. III. The diurnal variation of the S-component of wind on free summits, on the average of the year; two-hourly deviations from the average run (km) of she South-component of wind in an average month.

related to the wind system caused by the half-day *pressure* wave. A comparison of these temperature oscillations on the one hand, and wind, on the other is made in Fig. 4. The curves I and II represent the half-day waves of the diurnal temperature variation on Mt. Washington and on Sonnblick, respectively, on the average for the year. Curve III shows the diurnal variation of the *south component* of *wind*, also on the average for the year, calculated by HANN from the records obtained on three free mountain summits [*28*]. Positive deviations from the zero-line denote south winds, negative deviations denote north winds. Generally, the south winds may be assumed to be relatively warm, thus increasing the temperature. The reverse is true for the N-winds.

Fig. 5. Pattern of the wind system produced by the half-day wave of air pressure according to MARGULES' theory. (After F. M. EXNER.) Time schedule added by the author.

The parallelism of the curves I and II, on the one hand, and curve III, on the other, is really surprising, considering that the three curves are absolutely independent of one another.

EXNER [*24*] illustrated the pattern of the wind system produced by the half-day *pressure* wave according to MARGULES' theory. This pattern is reproduced in Fig. 5, and, for clearness, a time scale (0–24 h) is added. The scale is self-explanatory particularly in view of the well

known fact that the maxima of the half-day pressure wave occur at 10 A. M. and 10 P. M., the minima at 4 A. M. and 4 P. M. [*29*].

Before conclusions are drawn from the results given above, it must be emphasized that the entire investigation is essentially based on the ten years' record of temperature on Mt. Washington and the 44 years' record of temperature on Sonnblick. The two observatories are located at an average latitude of 46° N. The following inferences, therefore, are at best valid for the diurnal variation of temperature on free mountain summits in the central temperate latitudes.

A comparison of the trends of the curves I, II, and III, in Fig. 4 convinces that such parallelism can hardly be due to mere chance. On the one hand, the three curves are absolutely independent of one another and are directly derived from *observations* of temperature and wind. The wind system of Fig. 5, on the other hand, is deduced purely from *theory* (Margules). The agreement between *empirical facts* (curves) and *pure theory* (wind system) is so striking that the following conclusion seems cogent:

All indications point to the idea that on freely exposed summits in middle latitudes the semidiurnal temperature oscillation is a consequence of the westward moving half-day pressure wave and is steered by it, aside from other possible factors that are difficult to appraise. The half-day wave is, therefore of dynamic nature, the whole-day wave is a static one caused almost entirely by radiation effects. The two terms, combined, represent the average diurnal variation of temperature with a sufficient approximation.

Tropical conditions may demand essential modifications [*30*] and may offer new problems.

Acknowledgements.

First of all, the author wishes to express his sincere admiration and gratitude to the keen and dutiful observers on Mt. Washington and on Sonnblick. Through decades, they took care of the instruments incessantly and excellently, despite hurricane-like storms and arctic coldness so that a detailed analysis of the records was feasible.

Grateful thanks are due to Professor Charles F. Brooks, Director of the Blue Hill Meteorological Observatory, Harvard University, who did not hesitate to have the hourly temperature records of Mt. Washington for 120 months evaluated and calculated as the basic data for this investigation. Moreover, he furthered the work by providing the author with grants from the Geophysical Research Fund of Blue Hill Observatory.

References.

1. Steinhauser, F.: Die Meteorologie des Sonnblicks. Wien: 1938, p. 38.
2. Conrad, V.: Die klimatologischen Elemente und ihre Abhängigkeit von terrestrischen Einflüssen. Köppen-Geiger, Hdbch. d. Klimatologie, vol. I B, p. 99.

3. See also: Berry, Bolay, Beers, Handbook of Meteorology. New York: 1945, p. 750.
4. Braak, C.: The Climate of Netherlands Indies. Vol. II, Pt. 2; Java and Madoera, Weltewreden 1928; see plate between p. 210 and 211 (Dutch text).
5. Bailey, S. I.: Peruvian Meteorology, 1888–1890. Annals Astron. Obs. Harvard College vol. XXXIX, Pt. I. Cambridge, Mass. 1899, p. 4 & 9 and plates II, III, IV.
6. For an analogy see: Conrad, V.: Radiation and Cloudiness. Am. Geoph. Union, Trans. 1944, Pt. III, Washington, D. C. 1945, pp. 445–455.
7. Schmidt, W.: Studien über den nächtlichen Temperaturgang (Studies on the Variation of Temperature at Night) Wien. Sitz. Ber. Akad. d. Wiss., 2 a, 118, 118 (1909) and Meteorol. Z. 1909, 368.
8. Margules, M.: Über Schwingungen periodisch erwärmter Luft (oscillations of periodically heated air). Ber. Wien. Akad. d. Wiss. 2 a, 1890, March.
   Luftbewegungen in einer rotierenden Sphäroidschale (Air motion in a rotating spheroidal bowl) loc. cit. 1892, April and 1893 January and October.
9. Exner, F. M. (Dynamische Meteorologie, 2nd ed. Wien 1925, p. 409), is of the opinion that the half-day wave of temperature is a *real* phenomenon from a physical point of view without, however, further investigating this point.
   Bjerknes, J. (Atmospheric Tides, Journ. Mar. Res., 7, 154—162 (1948)], says without further reasoning: "With the assurance of the physical reality of the 12 h temperature wave..."
10. Humphreys, W. J. (Physics of the Air, 3rd ed. New York 1940), says on p. 248:
    "Hence any cause of pressure change, having a period approximately semidiurnal in length, would, if of sufficient magnitude and proper phase, account for the twelve hour barometric swing. Such many believe, is the semidiurnal harmonic of the daily temperature curve. Perhaps so, but, ... all that is needed is a pressure impulse of the same period and phase as that of the free vibration of the atmosphere as a whole. And this is furnished by the forced forenoon barometric maximum, in conjunction with the forced afternoon barometric minimum, 6 hours later, at the same place, supplemented by the amplified (through synchronism) solar atmospheric tide.
    The course of events, at each locality, appears to be substantially as follows:
    I. A forced forenoon compression of the atmosphere, followed by its equally forced afternoon expansion, the two forming one complete barometric wave, with a ten o'clock maximum and a four o'clock minimum, in harmony with the free vibration of the entire atmospheric shell, supplemented by tidal action.
    II. Non disturbance through the night or during the time of a single free vibration...
    III. Repetition, the following day of the forced disturbances in synchronism with, and, therefore, at such time as to reïnforce the free vibrations..."
11. Deviations taken from Steinhauser, F.: Die Meteorologie des Sonnblick. Wien 1938, p. 38. The deviations (averages over 44 years, 1887—1930)

are given in Cdeg. The amplitudes a_1 and a_2 (Table 6 B) are, however, converted into Fdeg.

12. Conrad, V. and L. W. Pollak: Methods in Climatology, etc., 2nd ed., Harvard University Press, 1950, Chapter V, p. 119 ff.
13. — — Methods, etc., 2nd ed., p. 136.
14. Conrad, V.: Die klimatologischen Elemente etc., Köppen-Geiger, Hdb. d. Klimatologie, vol. I B, p. 164.
15. Haurwitz, B.: Total Solar and Sky Radiation on Mt. Washington, N. H., Mon. Wea. Rev. **65**, 97—99 (1937).
16. Steinhauser, F.: Die Meteorologie des Sonnblick. Wien 1938, p. 87.
17. Roschkott, A.: Die Sonnenscheinverhältnisse auf dem Sonnblick (Sunshine conditions on Sonnblick). Jahr. Ber. Sonnblick Verein, 1904, p. 17.
18. Conrad, V.: Die klimatologischen Elemente, etc. p. 167.
19. Brunt, D.: The Combination of Observations. London 1917, pp. 177—179.
19 a. Average deviations for the months taken from Hann-Süring. Lehrb. Meteorologie, 4th ed. p. 205.
20. Schell, I. I.: On the Diurnal Variation of Wind Velocity. Gerlands Beitr. Geophy. **47**, 60—72 (1936) (for Mt. Washington). See also F. Steinhauser: Die Meteorologie des Sonnblick, p. 134.
21. Brooks, C. F.: The Significance of Rapid Rises in Temperature on Mt. Washington in Severe Cold Waves and V. F. Clark, Discussion. Bull. Amer. Met. Soc. **26**, 292—293 (1945). See also: H. v. Ficker, Der Transport kalter Luftmassen über die Zentralalpen (Transport of cold air across the Central Alps). Denkschr. Wien. Akad. Wiss. vol. 80, 1906.
22. Boucher, R. J.: A Study of the Meteorological Factors Conducive to Icing on Mt. Washington Observatory. Mt. Washington Observatory Research Report, July 31, 1950, p. 34.
23. Wagner, A.: Der tägliche Luftdruck- und Temperaturgang in der freien Atmosphäre und in Gebirgstälern (The diurnal variation of air pressure and temperature in the free atmosphere and in mountain valleys). Gerlands Beitr. Geophy., **37**, 315—344 (1932).
— Neue Theorie des Berg- und Talwindes (New theory of mountain and valley breeze). Meteorol. Z. **1932**, 329—341.
24. Exner, F. M.: Dynamische Meteorologie, 2nd ed., Wien 1925, p. 397 ff.
25. Hann, J. von: Über die tägliche Drehung der mittleren Windrichtung auf Berggipfeln von 2—4 km Seehöhe (Diurnal shift of average wind direction on mountain summits of 2 to 4 km elevation). Meteorol. Z. **1903**, 433—444.
26. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie, 5th ed., p. 291.
27. Half-year variations with maxima at the equinoxes are, by no means, restricted to the amplitude of the second term of the diurnal variation of air pressure. A number of geophysical phenomena are subject to a double oscillation in the course of the year with maxima approximately in March and September. No sufficient explanations, if any, exist so far. Examples of such phenomena can be found in:
Conrad, V.: Die zeitliche Folge von Beben mit tiefem Herd (Periodicities of deep focus earthquakes). Gerlands Beitr. Geoph. **40**, 113—133 (1933).
— Schwankungen der seismischen Aktivität in verschiedenen Faltungsgebieten (Oscillations of seismic activity in different folding areas). Akad. d. Wiss. Wien, Math. naturwiss. Klasse, Mitt. Erdbeben Komm., Neue Folge No. 63, Wien 1926.

Landsberg, H.: Über Zusammenhänge von Tiefherdbeben mit anderen geophysikalischen Erscheinungen (Relations between deep-focus earthquakes and other geophysical phenomena). Gerlands Beitr. Geoph. **40**, 238—243 (1933).

28. Trabert, W.: Die Theorie der täglichen Luftdruckschwankung von Margules und die tägliche Oszillation der Luftmassen (The theory of the diurnal variation of air pressure by Margules and the diurnal oscillation of air masses). Meteorol. Z. **1903**, 545 (with remarks by M. Margules).

29. Alexander von Humboldt says (in Kosmos, vol. I, Stuttgart 1844, p. 230): "The hourly variations of the barometer in the tropics reach their maxima twice a day at 9.15 A. M. and 10.45 P. M., and their minima at 4 A. M. and 4.15 P. M. These oscillations during day and night have been the object of my most careful observations for a long time. The regularity of this phenomenon is so great that, especially during the day hours, the time can be determined by observing the height of the column of mercury, with errors of less than 15 to 17 minutes."

30. V. Conrad, Temperature, Wind Direction and Speed in the Tropics. Ber. Deutscher Wetterdienst in der U. S. Zone No. 42, p. 3, Bad Kissingen 1952.

Temperature data for Obir (Austria) are taken from:

Defant, A.: Der tägliche Gang der Temperatur auf dem Obirgipfel. (Diurnal variation of temperature on the Obir summit). Meteorol. Z. **29**, 263—272 (1912).

Valentin, J.: Der tägliche Gang der Temperatur in Österreich. (Diurnal variation of temperature in Austria.) Denkschr. Akad. Wiss. Wien **73**, 153—156 (1901).

551.593.63

Beobachtung einer Untersonne.

Von

H. Hoinkes, Innsbruck.

Mit 1 Textabbildung.

Zusammenfassung. Es wird die Beobachtung einer ungewöhnlich lichtstarken Untersonne mitgeteilt. Das Auftreten von schwachen Farben macht die Beteiligung von Lichtbrechung wahrscheinlich; als Träger der Erscheinung wurden fallende Schneesterne festgestellt.

Summary. An observation of an unusually luminous inferior parhelion is communicated. From the appearance of weak colours it may be surmised that refraction takes part in the phenomenon which was found to originate in falling stellate snowflakes.

Résumé. Il s'agit de l'observation d'un parhélie inférieur particulièrement lumineux. La présence d'une faible coloration laissait supposer un phénomène de réfraction se produisant dans des cristaux étoilés de neige.

Am 31. Dezember 1951 um $14^1/_2$ Uhr konnte bei einer Sonnenhöhe von 14,8 Grad von der Ulmerhütte (2290 m) bei St. Anton am Arlberg eine außergewöhnlich prächtig entwickelte Untersonne beobachtet werden; das beigegebene Bild verdanke ich der Aufnahmebereitschaft meines Freundes Kurt Schwabe. Nachdem den ganzen Vormittag bei Nebel und lebhaftem Westwind Schneeschauer über den Arlberg gezogen waren, klarte es gegen $14^1/_2$ Uhr plötzlich auf. Sofort erschien die zunächst blendend helle Untersonne, in deren ovalem Lichtfleck die aus West treibenden Schneesterne deutlich zu sehen waren. Mit dem Ausfallen der Schneesterne ließ die Helligkeit rasch nach, bis nach etwa 10 Minuten nur noch vereinzeltes Aufblinken die Stelle kennzeichnete. Bemerkenswert an dieser Beobachtung erscheint der Umstand, daß zur Zeit der größten Helligkeit die der Sonne abgewendete untere Spitze bläulich, die der Sonne zugekehrte obere, im Bild schlechter erkennbare Aufhellung schwach aber deutlich rötlich gefärbt war. Diese Anordnung der Farben spricht für eine gewisse, wenn auch geringe Beteiligung von Lichtbrechung in den Schneesternen neben der überwiegenden Spiegelung, die vielleicht

nur bei besonders lichtstarken Untersonnen beobachtet werden kann. Ein Hinweis auf Farben in der Untersonne ist meines Wissens nach in der Literatur bisher nicht vorhanden. Der Film und die Originalabzüge erwecken deutlich den Eindruck einer nicht gleichmäßigen Helligkeitsverteilung mit einem Maximum der Helligkeit am Rand, wie sie in Untersonnen gelegentlich beobachtet wurde[1]. Eine exakte Auswertung des Films mit den Methoden der photographischen Photometrie ist nicht durchführbar; es wurde lediglich der Versuch gemacht, diesen Eindruck

Abb. 1. Untersonne. Blick von der Ulmerhütte (2290 m) bei St. Anton am Arlberg gegen SSW, 31. XII. 1951, 14.30 Uhr. Photo K. Schwabe.

rein qualitativ durch Belichtung des Negativs in den Stufen 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20 und 28 Minuten zu prüfen. Das Ergebnis war jedoch negativ, denn auch nach der längsten Belichtungszeit erschien die ovale Fläche der Untersonne von gleicher Größe und völlig gleichmäßig ausgeleuchtet; der Eindruck ungleichmäßiger Helligkeitsverteilung scheint demnach durch den verschieden hellen Hintergrund verursacht zu sein, der bei längerer Belichtungszeit zunehmend zurücktritt. Als Träger der Erscheinung konnten mit Sicherheit fallende Schneesterne mit Durchmessern meist über 1 mm festgestellt werden. Ihre Orientierung beim Fallen muß somit ungeachtet des lebhaften Westwindes vorwiegend horizontal

[1] C. F. Bottlinger, Meteorol. Z. **27**, 74 (1910), und R. Schütte, Meteorol. Z. **55**, 265 (1938).

mit senkrechter Hauptachse gewesen sein. An der in nächster Nähe auf der Westabdachung des Arlbergpasses gelegenen Beobachtungsstation Rauzalpe (1628 m) wurde um 14.19 Uhr notiert: Temperatur 0,8° C, relative Feuchte 100%, $^9/_{10}$ St, leichter Schneefall, zeitweise Nebel. Die Lufttemperatur bei der Ulmerhütte mag daher zur Zeit der Beobachtung der Untersonne etwa — 3° C betragen haben. Um $15^1/_2$ Uhr konnte in dem inzwischen aufgezogenen dünnen As eine ausgeprägt farbige linke Nebensonne beobachtet werden.

Hans Benndorf †.

Am 11. Februar 1953 starb in Graz im hohen Alter von 82 Jahren Universitätsprofessor Dr. Hans Benndorf.

Hans Benndorf wurde am 13. Dezember 1870 in Zürich als Sohn des Archäologen Otto Benndorf geboren; er war ein Enkel des Göttinger Physiologen Rudolph Wagner und ein Urenkel des Erlanger Pathologischen Anatomen Adolf Henke. Seine Kindheit und Jugend verlebte er in Wien, wo er auch 1890 das Studium der Physik begann. Nach Studiensemestern in Heidelberg und Berlin promovierte er 1895 bei Franz Exner in Wien zum Dr. phil. Von 1893 bis 1899 war er als Assistent am Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Wien tätig und habilitierte sich daselbst 1899 auf Grund seiner Expeditionsarbeiten in Sibirien. 1904 wurde er zu Unterstützung Pfaundlers an die Universität Graz berufen und dort 1910 zu dessen Nachfolger auf der Lehrkanzel für Physik in Graz ernannt.

Benndorfs Hauptinteresse galt von jeher verschiedenen Problemen der Geophysik, in erster Linie denen der atmosphärisch-elektrischen Erscheinungen. Die luftelektrische Forschung ist von ihm in nachhaltigster Weise beeinflußt worden. Unter seinem Lehrer Franz Exner erreichte die elektrostatische Entwicklungsperiode der Luftelektrizität ihre Vollendung und — nicht zuletzt dank Benndorfs Arbeiten — ihren Abschluß. Nach Exners Auffassung sollte die negative elektrische Ladung der Erde bei der Verdunstung mit dem Wasserdampf zum Teil in die Atmosphäre gelangen und von dort mit dem Niederschlag wieder zum Boden zurückkehren. Danach war z. B. zu erwarten, daß der Potentialgradient am Boden um so höhere Werte annimmt, je geringer der Wasserdampfgehalt der Luft wird. Zur Prüfung dieser Hypothese unternahm H. Benndorf auf Vorschlag von F. Exner im Winter 1897 98 eine Reise nach Tomsk, um das Potentialgefälle im sibirischen Winter zu messen. Anstelle der erwarteten hohen Werte fand er überraschenderweise durchaus normale Gefällewerte.

Benndorf erkannte die grundsätzliche Bedeutung dieses Ergebnisses und schließt die Arbeit über die sibirischen Messungen mit dem Hinweis auf die Notwendigkeit luftelektrischer *Dauer-Registrierungen* an möglichst vielen Stationen. Dies verwirklichen zu helfen, wird in der Folgezeit zur Hauptaufgabe der Benndorfschen wissenschaftlichen Arbeit. Mit der Konstruktion des mechanisch registrierenden Elektrometers (1902), das als „*Benndorf*" weiteste Verbreitung gefunden hat und erst in jüngster Zeit allmählich moderneren Anordnungen weicht, sowie durch eine

Reihe wertvollster methodischer Studien über „Störungen des luftelektrischen Feldes“ (1900, 1906), „Theorie luftelektrischer Registrierungen“ (1909), „radioaktive Kollektoren“ (zusammen mit V. Conrad, 1904), „radioaktive Messungen“ (1907), „Untersuchungen der Niederschlagselektrizität“ (1912) u. a. schafft er Grundlagen und Vorbilder für die luftelektrische Meßarbeit. In den „Grundzügen einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde“ (1925, 1927) gibt er eine erste geschlossene Darstellung des atmosphärisch-elektrischen Gesamtzustandes — ein bis heute unerreichtes Meisterwerk. In einer Reihe von Handbuchartikeln (Handbuch der Experimentalphysik 1928, Gutenbergs Lehrbuch der Geophysik 1929, Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik 1928) und einer großen Zahl von Einzelveröffentlichungen hat er seine große Erfahrung und seine grundlegenden Gedanken niedergelegt und damit seinen Nachfolgern als Erbe und Verpflichtung übermittelt. War es ihm auch nicht vergönnt, an der Lösung des luftelektrischen Grundproblems entscheidenden Anteil zu haben, so konnte er doch die modernste Entwicklung seines Lieblingsgebietes in den beiden letzten Jahrzehnten noch miterleben und sehen, daß das, was in Exners Vorstellung das Richtige war, die enge Verbindung zwischen Luftelektrizität und Meteorologie, heute Kernstück der Forschung auf diesem Gebiet geworden ist. So reicht seine Arbeit und sein gestaltender Einfluß vom Höhepunkt unter Franz Exner bis an die Schwelle der modernsten Entwicklung — seltener und reicher Inhalt eines Forscherlebens.

Von großer Bedeutung für die Entwicklung der theoretischen Seismik und vor allem für die endgültige Lösung ihres Grundproblemes, nämlich die analytische Beschreibung der Strahlbahnen (Ausbreitung der elastischen Energie) im Erdinnern, war die Tätigkeit Benndorfs auf seismischem Gebiet.

Zuerst kam er mit seismischen Problemen in Berührung, als im Auftrag der Akademie der Wissenschaften in Przibram eine Bebenstation eingerichtet wurde, bei der zwei gleichartige Horizontalseismographen (Pendelmasse 1000 kg) an der Erdoberfläche und in einer Tiefe von 1100 m aufgestellt wurden. Mit Hilfe dieser in vertikaler Richtung mehr als einen Kilometer entfernten gleichartigen Pendel sollte der Einfluß der äußersten Erdschichten auf die Ausbreitung der Erdbebenwellen festgestellt werden. Für die Aufstellung und Betreuung der damals ganz neuen, auf Grund exakter theoretischer Überlegungen gebauter Seismographen wurde Benndorf herangezogen, der sich durch seine luftelektrischen Untersuchungen schon in der Lösung derartiger Aufgaben bewährt hatte. Im Jahre 1903 waren die Aufstellungsarbeiten erledigt und es konnte mit den regelmäßigen Aufzeichnungen begonnen werden.

Mit dem Jahre 1905 beginnt die Reihe der seismischen Veröffentlichungen, die in der Hauptsache sich auf die Lösung des seismischen Grundproblemes, aus den an der Erdoberfläche tatsächlich beobachtbaren Werten die Geschwindigkeitsverteilung und den Verlauf der Bebenstrahlen in der Tiefe zu ermitteln, beziehen und zu seiner endgültigen Lösung beitragen. In den Jahren 1905 und 1906 erschien zunächst eine Arbeit (Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien, 114 u. 115) über die Fortpflanzung

der Erdbebenwellen im Erdinnern. In ihrem ersten Teil beschäftigt sich diese Abhandlung mit der Aufstellung möglichst genauer Laufzeitkurven für die direkten longitudinalen und transversalen Wellen. Der zweite Teil bringt eine analoge Betrachtung über die Abhängigkeit des Emergenzwinkels von der Entfernung. Benndorf zeigt hier, daß durch dieses Gesetz keine neue Beziehung gewonnen wird, sondern daß zwischen der Laufzeit und der Abhängigkeit des Emergenzwinkels von der Entfernung eine funktionelle Beziehung besteht. In diesem Teil der Arbeit wird auch zuerst der überaus wichtige, heute nach ihm benannte Benndorfsche Satz abgeleitet, der aussagt, daß das Verhältnis der wahren zur scheinbaren Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem beliebigen Punkt der Erdoberfläche gleich dem Sinus des Einfallswinkels ist. Unter Zuhilfenahme der allgemeinen Strahlgleichung, gewonnen aus der Anwendung des Fermatschen Satzes auf den Vorgang der Energieausbreitung im Erdinnern, macht es der Benndorfsche Satz möglich, die Raumgeschwindigkeit und den Einfallswinkel für beliebige Punkte der Strahlbahn im Erdinnern mit den leicht zu ermittelnden Größen an der Erdoberfläche zu verknüpfen. Damit ist der wichtigste Schlüssel zur Lösung des seismischen Grundproblems, das nach der Aufstellung dieses Gesetzes nur mehr ein im wesentlichen mathematisches Problem gewesen ist, gegeben.

Die Erfahrungen, die Benndorf im Betrieb der seismischen Station in Przibram und später in Graz, wo das eine der beiden Przibramer Pendel zur endgültigen Aufstellung gekommen war, gesammelt hatte, legte er in seinen Beiträgen zur rationellen Seismometrie (Gerlands Beitr. Geoph., 10, 1910) nieder, die sich hauptsächlich mit den Eigenschaften, der richtigen Behandlung und bestmöglichen Ausnützung der Seismographen beschäftigen und untersuchen, wieweit auch mit geringeren, einfacheren und möglichst billigen Hilfsmitteln doch möglichst gute Beobachtungsergebnisse erzielt werden können.

Seine letzten Arbeiten beschäftigen sich wieder mit Grundproblemen, mit einem Beitrag zur möglichst genauen Bestimmung der Geschwindigkeit transversaler Wellen in der äußeren Erdkruste (Physik Z. 13, 1912) und dann mit der Bestimmung von Azimut und scheinbarem Emergenzwinkel longitudinaler Wellen (Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien, 122, 1913). In dieser Arbeit gibt er Näherungsmethoden an, die auch heute noch mehr Beachtung verdienten und wenigstens für einige Anwendungen ihrer Vergessenheit entrissen werden sollten. Mit Recht aber ist der Name Benndorf durch den nach ihm benannten Satz, der eines der wichtigsten Grundgesetze der theoretischen Seismik enthält, auf immerwährende Zeiten mit der Entwicklung dieser Wissenschaft verbunden.

Mit überlegenem Wissen begabt, exakt und kritisch denkend, liebenswürdig und humorvoll im Umgang schlug Hans Benndorf jeden in seinen Bann. Gesund und rüstig bis ins höchste Alter verbrachte er alljährlich einige Wochen in seinen geliebten Bergen. Beim 80. Geburtstag klagte er über Nachlassen der Kräfte, da er „im letzten Sommer nur noch sechsstündige Gletscherwanderungen habe machen können".

H. Israël, Aachen, und M. Toperczer, Wien.

Buchbesprechungen.

Advances in Geophysics. Herausgegeben von H. E. Landsberg. Band I. Mit 66 Textabb., XI, 362 S. New York: Academic Press Inc. $ 7.80.

Zu den Wissenschaften, die in neuester Zeit eine besonders rege Entwicklung mitgemacht haben, gehört unzweifelhaft die Geophysik in ihren verschiedenen Zweigen. Dies liegt nicht nur in dem allgemeinen Streben nach wissenschaftlicher Erkenntnis begründet, sondern auch darin, daß geophysikalische Forschungsergebnisse immer mehr unmittelbar praktische Verwertung finden und ihnen daher auch für den Fortschritt der Menschheit immer mehr Bedeutung zukommt. Naturgemäß führt die lebhafte Forschungstätigkeit dazu, daß die neuen Ergebnisse in zahllosen Beiträgen zu wissenschaftlichen Zeitschriften und in Einzelpublikationen veröffentlicht werden, die heute von dem Einzelnen im Gesamtgebiet der Geophysik kaum noch vollständig erfaßt werden können. Es ist daher nicht nur sehr nützlich, sondern geradezu eine Notwendigkeit, von Zeit zu Zeit den momentanen Stand einzelner Teilgebiete zusammenzufassen, nicht zuletzt auch deshalb, weil damit die einzelnen Forschungsergebnisse im Einbau in die Entwicklung des betreffenden Zweiges unserer Wissenschaft in ihrem Werte erst richtig erkannt werden und weil aus solch einer Überschau auch am deutlichsten die offenen und dringenden Probleme der weiteren Forschung ersichtlich werden und daher daraus wertvolle Anregungen gewonnen werden können. Diesem Zweck will die mit dem vorliegenden Band begonnene Schriftenreihe dienen. Schon die erste Ausgabe läßt den außerordentlichen Wert dieser Veröffentlichung erkennen und zeigt die Absicht des Herausgebers, darin alle Zweiggebiete der Geophysik zu erfassen.

Aus dem Gebiet der Meteorologie gibt B. Bolin eine inhaltsreiche Übersicht über die neueren Ergebnisse der in letzter Zeit wieder besonders im Vordergrund des Interesses stehenden Untersuchungen der allgemeinen Zirkulation. Nach einem Überblick über die neueren Beobachtungen über den mittleren Bewegungszustand der Atmosphäre und seine jahreszeitlichen Änderungen und über die Faktoren, die diese hauptsächlich bestimmen, wird über die aus theoretischen und zum Teil auch aus experimentellen Untersuchungen gewonnenen neuen Erkenntnisse zu den Problemen der Momentenbilanz und der Energiebilanz berichtet. Von den Schwankungen der allgemeinen Zirkulation sind die ungefähr vierwöchigen, unter der Bezeichnung Index-Zyklen bekannt gewordenen, als quasiperiodische Neuverteilung der Rotationsmomente für die weiträumigen Strömungsformen und für die Wetterentwicklung von besonderer Bedeutung. Die Kompliziertheit der atmosphärischen Bewegungen macht es notwendig, in der theoretischen Erklärung der allgemeinen Zirkulation in allmählicher Annäherung durch Schaffung und durch Berechnung von Modellen, die die wesentlichen

Merkmale des Strömungssystems enthalten, Fortschritte zu suchen. Wieweit man dabei mit barotropen und baroklinen Modellen und in der Berücksichtigung des Einflusses der Ungleichförmigkeit der Erdoberfläche gekommen ist, kann man diesem Beitrag entnehmen.

F. L. Whipple berichtet über den neuesten Stand der Erforschung der oberen Atmosphäre durch Meteorbeobachtungen. Die neuen Ergebnisse sind einer Weiterentwicklung der photographischen Aufnahmemethode, den neuen Spektralaufnahmen und besonders der Radarmethode zu verdanken. Eine besondere Bedeutung für die Lichtstreuung und die optischen Erscheinungen der hohen Atmosphäre scheint den Mikro-Meteoriten zuzukommen, zu deren quantitativer Feststellung auch V2-Aufstiege und Höhenflüge wesentlich beigetragen haben. Es wird daraus auf einen überraschend hohen Gehalt an interplanetarischer Materie von Mikronengröße geschlossen. Nach einer Darstellung der theoretischen Ableitungen werden die neuen Ergebnisse über die Änderungen der Dichte und der Temperatur mit der Höhe, über den Jahresgang der Dichte in der hohen Atmosphäre und über die aus der Verlagerung der Meteorbahnen und der Ionenwolken bestimmte Windverteilung diskutiert.

Besonderes Interesse darf der Beitrag von N. C. Gerson über ungelöste Probleme der Physik der hohen Atmosphäre beanspruchen. Er legt eine Einteilung der Atmosphäre in Troposphäre (0 bis 11 km), Stratosphäre (11 bis 32 km), Chemosphäre (32 bis 80 km, mit Beginn der atmosphärischen Emissionserscheinungen und Übergang zu vollständiger Dissoziation des Wasserdampfes), Ionosphäre (80 bis 400 km), Mesosphäre (400 bis 1000 km, mit Temperaturabnahme nach oben) und Exosphäre (über 1000 km) zu Grunde. Man erfährt daraus auch viel Neues aus jüngsten Untersuchungen besonders über die Zusammensetzung und die Bestandteile der hohen Atmosphäre und ihre Herkunft, über den Gehalt an Isotopen, über eine zeitweise bestehende Entmischung in 64 bis 72 km Höhe, über die Temperaturverteilung mit der Höhe und eine starke Jahresschwankung oberhalb 100 km und in der Ozonosphäre, über die Strahlungsemission von Nordlicht, Nachthimmelslicht und Dämmerungslicht und über die Windverhältnisse. Während aus den bisherigen Beobachtungen ein rohes Bild vom Aufbau der Atmosphäre gewonnen werden konnte, bleiben noch zahlreiche Einzelheiten der Vorgänge in der hohen Atmosphäre ungeklärt und bestehen noch manche Schwierigkeiten in der Deutung der Beobachtungen, die weitere theoretische und experimentelle Untersuchungen erfordern. Es sind daher die kritischen und wegweisenden Ausführungen über die notwendigen Untersuchungen, die Grundlagen zur Bestimmung der Temperatur, der Luftzusammensetzung und der Kollisionserscheinungen in der hohen Atmosphäre bilden müssen, und über die Mängel und Unzulänglichkeiten der bisherigen Verfahren bzw. über die Auswirkung der dabei gemachten Vernachlässigungen besonders wertvoll, weil nur aus einer Vertiefung der theoretischen Grundlagen eine Beseitigung der aus verschiedenen Methoden gewonnenen Diskrepanzen und eine Erweiterung und Sicherung unserer Erkenntnisse ermöglicht werden kann. Hierzu wird eine Fülle von Anregungen gegeben. Weitere ungelöste Probleme bestehen in der Erfassung und Erklärung der Strömungsverhältnisse in der Ionosphäre und Mesosphäre, wo ein Zusammenwirken der Unterschiede in der Erwärmung der Atmosphäre, der Gezeitenkräfte und des erdmagnetischen Feldes unter Berücksichtigung der Ionisation dieser Schichten in Betracht gezogen und die mit der Höhe zunehmende Bedeutung der Diffusionsvorgänge beachtet werden müssen.

Die neuesten Ergebnisse eines neuen Arbeitsgebietes der Ozeanographie, dem in den letzten Jahren in Amerika viel Beachtung geschenkt wird, behandelt D. W. Pritchard in seinem Beitrag über die Hydrographie der Flußmündungen und Meeresbuchten mit den küstennahen Mischungszonen zwischen See- und Süßwasser. Es werden nach dem Anteil der Verdunstung, der verdünnenden Wirkung der Landwasserzufuhr und der Niederschläge drei Typen unterschieden und die neuen Beobachtungsergebnisse über die physikalische Struktur und über die Zirkulationszustände der Wasserkörper der Flußmündungen und Meeresbuchten verschiedener geomorphologischer Formen mitgeteilt. Auch die theoretischen Untersuchungen über die Dynamik ihrer Zirkulation und über die Wirkung der Gezeiten auf die Durchmischung und auf die Verteilung des Salzgehaltes werden behandelt.

Einem Kapitel der Physik der Erde im engeren Sinne ist der Beitrag von G. P. Woollard über das Schwerefeld der Erde gewidmet, aus dem besonders auf die Ausführungen über die Genauigkeit der Schweremessungen, über ihre Ausnutzung bei geodätischen Untersuchungen und über ihre Verwertung für geologische Zwecke bei Erforschung der Erdkruste, bei der Mutung auf Öl- und Erzlagerstätten und bei Untersuchungen über die Festigkeit der Erde sowie auf die Angaben über das neue Gravimeterbeobachtungsnetz der Erde und die Schwerewerte der Hauptbasen hingewiesen sei. Ein Beobachtungsverfahren, dem in der neueren Geophysik eine große Bedeutung zukommt, behandelt J. R. Balsley in dem Abschnitt über die magnetische Vermessung aus der Luft, in dem die neueste Entwicklung des Instrumentariums, die Anlage und Durchführung der Vermessung, die Deutung der Beobachtungen und die bisher gewonnenen Beobachtungsergebnisse sowie die Vorteile und Grenzen des Verfahrens dargelegt werden.

Sehr anregend und wertvoll sind auch die methodischen Beiträge über automatische Verfahren zur Übermittlung, Darstellung und Verarbeitung geophysikalischer Beobachtungsdaten von J. C. Bellamy und über die Anwendung neuer statistischer Methoden in der Geophysik von A. Court, wovon besonders die Entwicklung der neuen Theorie der Extreme und ihre Anwendungsmöglichkeiten und die Ausführungen über die neue Theorie der Kreisverteilungen hervorgehoben seien. F. Steinhauser, Wien.

Météorologie Générale. Von J. Roulleau und R. Trochon. Band I. Paris: Gauthier-Villars. 1952. ffr. 1000.—.

Nachdem seit vielen Jahren keine Darstellung des neueren Standes der meteorologischen Forschung in französischer Sprache existiert hat, die sowohl wissenschaftlichen wie fachtechnischen Bedürfnissen genügen konnte, füllt nun das in Einzelheften erscheinende Werk von Roulleau und Trochon über „Allgemeine Meteorologie" eine wesentliche Lücke in entscheidender Weise aus. Der bisher erschienene erste Band behandelt die vertikale Gliederung der Atmosphäre, die veränderlichen Bestandteile der Luft und die Strahlungsverhältnisse.

Im ersten Kapitel werden die vertikale Temperaturverteilung sowie Tages- und Jahresgang der Temperatur in Bodennähe und in der freien Atmosphäre eingehend behandelt. Im zweiten Kapitel werden der Druckverlauf mit der Meereshöhe und die verschiedenen Formen der barometrischen Höhenformel sowie Tages- und Jahresverlauf des Druckes gründlich erörtert. Ein knappes Kapitel orientiert über die veränderlichen Beimengungen der Atmosphäre an Wasserdampf, Ozon, Kohlensäure und Staubgehalt, während

die Probleme der Kondensationskerne offenbar für eine Behandlung an anderer Stelle zurückgestellt sind.

Das umfangreiche vierte Kapitel befaßt sich mit den Strahlungsvorgängen und den Strahlungsströmen. Solarkonstante und das von der Smithsonian Institution entwickelte Prinzip ihrer Bestimmung, Extinktionsvorgänge in der Atmosphäre, Diffusion der Sonnenstrahlung, langwellige Strahlungsströme der Erde und der Atmosphäre bilden die einzelnen Abschnitte dieses Kapitels, das manches Teilproblem in einer neuartigen und anregenden Form darbietet. Überraschend mag erscheinen, daß die Diffusion der Strahlung unter die Absorptionsvorgänge subsumiert wird, während im deutschen Sprachgebrauch Absorption und Diffusion einander gegenübergestellt und durch den Begriff der Extinktion zusammengefaßt werden. Ein letztes Kapitel behandelt die Strahlungsbilanz der Erde nach dem Verfahren von Simpson und zeigt, wie sich die Temperatur der Erdoberfläche und der bodennahen Luftschicht daraus verstehen läßt. Kurze Ausführungen über die Strahlungsbilanz der freien Troposphäre und der Stratosphäre bilden den Abschluß dieses Bandes.

Wenn auch die Darstellung von Roulleau und Trochon manche Fragen unbeantwortet läßt und mehr eklektisch als umfassend vorgeht, so bietet sie doch durch die originelle Betrachtungsweise manche wertvolle Anregungen. Sie basiert stark auf der aerologischen Denkweise der beiden Autoren und ist durch die Betonung einer gegenüber der klimatologischen Mittelbildung stärker auf das Grundsätzliche gehenden physikalischen Ausdrucksweise gekennzeichnet. Für die Fortsetzung in weiteren Kapiteln sind die Probleme von Bewölkung und Niederschlag, Luftbewegung, atmosphärischer Zirkulation und Wetterstörungen, von Klimatologie, Beobachtungsmethoden und Wettervorhersage vorgesehen. W. Mörikofer, Davos.

Forecasting in Middle Latitudes. Von H. Riehl, J. Badner, J. E. Hovde, N. E. la Seur, L. L. Means, W. C. Palmer, M. J. Schroeder, L. W. Snellman, u. a. (Meteorological Monographs: Band 1, Nr. 5.) Mit 53 Textabb., 80 S. Boston: American Meteorological Society. 1952. $ 3,50.

Die vorliegende Veröffentlichung geht auf einen in Chicago gehaltenen Kurs über Fortschritte der synoptischen Meteorologie und Wettervorhersage zurück und bezweckt, den Prognostikern den neuesten Stand der Kenntnisse auf diesem Gebiete zu vermitteln. Es handelt sich dabei um Methoden der Wettervorhersage für einen bis drei Tage, die weniger von theoretischen, als mehr von praktischen Gesichtspunkten her dargestellt werden. Nach einer Übersicht über die Grundprinzipe der norwegischen, deutschen, britischen und amerikanischen Methoden der Konstruktion der Vorhersagewetterkarte wird betont, daß für Wettervorhersagen heute die Verhältnisse der freien Atmosphäre, die am besten in den 500 mb-Karten erfaßt werden, und eine weltweite Betrachtungsweise im Vordergrund stehen müssen. Als weiträumige für die Prognose bedeutungsvolle Erscheinungen der oberen Atmosphäre (500 mb-Niveau) werden unter Darlegung ihrer Bedeutung für die Vorhersage der Höhenwetterkarte besprochen: die zonale Windverteilung, eine systematische Nord- bzw. Südwärtsverlagerung relativer zonaler Westwindmaxima, eine Exzentrizität des Rotationspoles des Westwindgürtels, ein langperiodischer Trend des Westwind-Zonalindex, ein System von den verschiedenen Stadien der Nord- und Südwärtsverlagerung der Westwind-

zonen zugehörigen Zirkulationsformen und Wetterlagen, lange Wellen der oberen Westströmung und die Bestimmung ihrer Wellenlänge, ihrer Ampitude, ihrer Verlagerungsgeschwindigkeit und ihrer Formänderung, das bevorzugt im östlichen Teil der Ozeane auftretende Blocking-Hoch, geschlossene Tiefs und Hochs der oberen Atmosphäre, die Detailstruktur des Jet Stream unter Berücksichtigung der Gesamtgeschwindigkeitsverteilung auf Grund von Karten des 300 bzw. 200 mb-Niveaus, prognostisch wertvolle Schemata der Verlagerung der Zentren hoher Windgeschwindigkeit und der Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung bei Überlagerung eines Kurzwellentroges über einen Langwellentrog, die Bestimmung kurzer Wellen aus der 500 mb-Karte, aus der Berechnung der 24stündigen Höhenänderungen der 500 mb-Fläche und aus ihrer Verbindung mit der Bodenkarte. Als Ergebnis wird ein Schema zur Ableitung der 24stündigen Vorhersagehöhenkarte entwickelt.

Der nächste Abschnitt beschäftigt sich mit der Entwicklung einer Bodenvorhersagekarte und mit der Wettervorhersage selbst. Dabei werden zunächst vorwiegend aus der Verteilung und dem Zustand der Fronten und Luftmassen in der unteren Troposphäre und aus der Strömungs- und Geschwindigkeitsverteilung in der mittleren und oberen Troposphäre sowie aus Ergebnissen statistischer Untersuchungen die Faktoren, die zur Bildung oder Vertiefung von Zyklonen führen, abgeleitet. Zur Bestimmung der Verlagerung von wandernden warmen Tiefs und kalten Hochs werden im besonderen die aus dem Steuerungsprinzip abgeleiteten Regeln und ihre Leistungsfähigkeit sowie die Verwertungsmöglichkeit von Periodizitäten erörtert und die als gut brauchbar erwiesenen Ergebnisse statistischer Methoden angeführt. Ferner werden Argumente für die Erfassung der Verlagerung der vom polaren Hoch abgespalteten Hochdruckkerne, der durch obere Kaltluftwirbel verursachten Tiefdruckzentren der Bodenkarte und der Fronten gebracht und ein Schema zur Konstruktion einer 24stündigen Bodenvorhersagekarte entwickelt. Im besonderen werden die Gesichtspunkte und Erscheinungen, die zur Temperaturvorhersage aus der Advektion, aus Temperaturkarten und aus klimatologischen Werten, zur Vorhersage der Extremtemperaturen, der Kälte- und Hitzewellen und zur Frostvorhersage in Betracht zu ziehen sind, dargelegt. Als Grundlage für die Niederschlagsvorhersage dienen Verteilungstypen der Niederschläge an Warm- und Kaltfronten und andere Typen, die Vorhersagehöhenkarte und dabei besonders die Lage des Jet Stream und die Art der Veränderung der relativen Vorticity in der Stromrichtung. Ferner werden die Bedingungen für Großschneefälle, für Vereisungslagen und für Blizzards besprochen. An einem ausführlich dargestellten Beispiel wird die Durchführung der 48stündigen Prognose der Boden- und Höhenkarte und des Wetters gezeigt.

Für den Praktiker sehr wertvoll sind die Anhänge, in denen die verschiedenen für die Prognose benötigten Berechnungsverfahren durchgeführt werden. Es werden darin ein Schema zur Tabellierung der Werte der 500 mb-Fläche im Gradnetz und der Modifizierung der Berechnung der zonalen Windprofile bei exzentrischem Westwindgürtel, Methoden der graphischen Darstellung der Windprofile und der fortschreitenden zeitlichen Verlagerungen der Geschwindigkeitsextreme, die Herstellung von Kontinuitätsdiagrammen zur Darstellung der langen Wellen der Höhe der 500 mb-Fläche und ihrer zeitlichen Verlagerung, ein Diagramm zur Bestimmung der Verlagerungsrichtung und der zonalen Geschwindigkeit langer Wellen, ein Diagramm zur Berechnung der dynamischen Stabilität an Hochdruckrücken der Höhen-

karten, ein von F. Defant neu entwickeltes Verfahren zur Ableitung der 24stündigen 500 mb-Vorhersagekarte, die Durchführung der Jet Stream-Analyse, ein neues Verfahren von H. Riehl und C. O. Jenista zur Berechnung einer 24stündigen Jet Stream-Vorhersage, ein rasch durchführbares Verfahren zur Berechnung der relativen Vorticity, die Beziehung zwischen Bodendruckänderung und Änderung der Vorticity in der Höhe und die Bestimmung der Steuerung eines Bodentiefs aus der 500 mb-Karte und der 500 mb-Vorhersagekarte gezeigt.

Damit bringt diese wertvolle Monographie nicht nur die allgemeinen Grundlagen und Gesichtspunkte der modernen Methoden der Wetter- und Höhenkartenvorhersage in zusammenfassender Darstellung und ihre Anwendung an praktischen Beispielen, sondern es werden hier zum erstenmal zusammenfassend auch die Methoden der *quantitativen* Auswertung der durch die Fortschritte der Aerologie und der theoretischen Meteorologie in den letzten Jahren gewonnenen Hilfsmittel in einer Form dargestellt, die dem Prognostiker ihre unmittelbare Anwendung in seiner Praxis ermöglicht. Dies muß als besonderer Vorzug dieser Publikation hervorgehoben werden. Wenn auch manche der erwähnten Methoden und Verfahren speziell auf amerikanische Verhältnisse Bezug nehmen, so wird ihre Bewährung in der Praxis auch zur Entwicklung ähnlicher Verfahren für andere Gebiete anregen.

F. Steinhauser, Wien.

Die Ionosphäre. Ihre Bedeutung für Geophysik und Radioverkehr. Von K. Rawer. Mit 67 Textabb., 189 S. Groningen: P. Noordhoff N. V. 1953.

Der Ionosphärenforschung kommt heute nicht nur wissenschaftliches Interesse, sondern durch die Auswertung der Forschungsergebnisse zu Vorhersagen für den Kurzwellen-Funkverkehr auch große praktische Bedeutung zu, die ihrerseits der Forschung wieder neue Aufgaben stellt und neuen Antrieb gibt. Dies hat im letzten Jahrzehnt auch zu einer wesentlichen Bereicherung unserer Kenntnisse von der Ionosphäre geführt, die im vorliegenden Buch von dem in Forschung und Praxis gleich tätigen Verfasser übersichtlich zur Darstellung gebracht werden. Im wesentlichen werden die Ergebnisse der elektrischen Beobachtungsmethode behandelt. Der erste Abschnitt gibt ein klares und übersichtliches Bild der theoretischen Grundlagen und der Wirkungsweise der elektrischen Echolotung, der Möglichkeiten und der Leistungsfähigkeit der spektroskopischen Beobachtungen, der möglichen Folgerungen aus erdmagnetischen Beobachtungen und aus Beobachtungen der Meteore und der leuchtenden Nachtwolken, sowie der Leistungsfähigkeit der Raketenaufstiege, wobei besonders die Anschaulichkeit der Darstellung hervorzuheben ist. Aus dem nächsten Abschnitt erfährt man nicht nur die Beobachtungsergebnisse über die maximale Elektronendichte der reflektierenden Schichten, über die Abhängigkeit der Elektronendichte von der Höhe und über die Stoßzahl der Elektronen (aus Echolotungen), über die elektrische Leitfähigkeit (aus erdmagnetischen Beobachtungen), über die Zusammensetzung der Luft (aus spektroskopischen Beobachtungen der Nordlichter und des Nachthimmelslichtes), über die Anregung von Atomen und Molekülen in der hohen Atmosphäre, über Druck, Dichte und Temperatur in der Ionosphäre, sondern lernt auch aus der Art ihrer Bestimmung die Zuverlässigkeit der angegebenen Werte beurteilen. Nach einer Übersicht über die Möglichkeiten der Entstehung der Ionisierung durch ultraviolettes Licht, durch Korpuskularstrahlung und durch andere Ioni-

sierungsprozesse und über die Möglichkeiten des Verschwindens der Ionisierung durch Rekombination, durch Anlagerung und durch andere Rekombinationsprozesse werden die heute vertretbaren Theorien über die Erklärung der verschiedenen Schichten diskutiert. Einen weiten Raum nehmen die Beschreibungen und Erklärungen der regelmäßigen Änderungen der verschiedenen Ionosphärenschichten und der außergewöhnlichen Erscheinungen der Einbrüche (Mögel-Dellinger-Effekt), der Nordlicht-E-Schicht, der Störungen der F_2-Schicht bei magnetischen Störungen, der Streuung in der F-Schicht, der bei Sonnenfinsternissen auftretenden Störungen und der Ionosphärenerscheinungen im Polarsommer und im Polarwinter ein. Die praktische Verwertung der Kenntnisse von den Erscheinungen der Ionosphäre wird in den letzten Abschnitten deutlich, die die Einflüsse der Ionosphäre auf die Ausbreitung der Radiowellen, die Methoden der Bestimmung ihrer Bahnen und Empfangsbereiche, die Berechnung der Feldstärke und der unteren Grenze der brauchbaren Frequenzbereiche sowie die Methoden und die Leistungsfähigkeit der Vorhersage der Ionosphärendaten behandeln.

Infolge der klaren und kritischen Darstellung wird dieses Buch viel zur Verbreitung der Kenntnisse und des Verständnisses der vielfältigen Erscheinungen der Ionosphäre beitragen. Es läßt neben den gesicherten Ergebnissen auch die noch ungelösten oder umstrittenen Probleme der Ionosphärenforschung und ihre praktische Bedeutung für die Erkenntnis des Aufbaues der hohen Atmosphäre einerseits und für Rundfunk und drahtlose Nachrichtenübermittlung anderseits erkennen. F. Steinhauser, Wien.

Internal Constitution of the Earth. Herausgegeben von B. Gutenberg. Zweite Auflage. Mit 43 Textabb., VIII, 439 S. New York: Dover Publications, Inc. 1951. Geb. $ 6.—.

Zehn Jahre nach dem Erscheinen der ersten Auflage wird nun eine Neubearbeitung vorgelegt, in der unter Beibehaltung der bewährten Gliederung des behandelten Stoffes die neuen Ergebnisse des letzten Dezenniums, das gerade auf dem Gebiete der Geophysik und damit auch in der Erkenntnis der inneren Konstitution der Erde wesentliche Fortschritte gebracht hat, eingebaut wurden.

In seinem Beitrag über den Ursprung des Sonnensystems kann H. Jeffreys zahlreiche neue theoretische Versuche zur Klärung dieses Problems kritisch diskutieren, woraus die Fortschritte auf diesem Gebiete ersichtlich werden, ohne daß es naturgemäß schon möglich wäre, eine vollständig befriedigende Lösung geben zu können. Der Abschnitt über die elastischen Verhältnisse der Materialien der Erdkruste (L. H. Adams) ist durch neue Bestimmungen der Kompressibilität, des Elastizitätsmoduls und seiner Abhängigkeit von der Temperatur, der Righeit und der Wellengeschwindigkeiten in Abhängigkeit von den Elastizitätskonstanten erweitert worden. Die Darstellungen der geologischen Tatsachen und Folgerungen (R. A. Daly) sowie der in der Erde wirkenden Kräfte (B. Gutenberg) haben nur geringfügige Änderungen erfahren. Durch neue Beobachtungsergebnisse ist auch der Beitrag über die Temperatur in der Erdkruste (C. E. van Orstrand) bereichert worden. B. Gutenberg diskutiert in einer kritischen Übersicht die verschiedenen Theorien über die Abkühlung oder Temperaturänderungen der Erde und über die Temperaturverteilung im Erdinneren und kommt zu dem Schlusse, daß die Temperaturzunahme mit der Tiefe in größeren Tiefen wahrscheinlich kleiner ist, als bisher angenommen wurde, daß sich das Erd-

innere höchstens nur sehr langsam abkühlen kann und daß wenigstens Teile der Erdkruste gegenwärtig sogar noch wärmer werden. Es steht auch die Annahme zur Diskussion, daß die Erde als Ganzes ursprünglich ein verhältnismäßig kalter Körper war und erst allmählich wärmer geworden ist. Verschiedene neue Hypothesen über die Entwicklung der Erde haben neue Gesichtspunkte in die Diskussion gebracht und einerseits viel zur Vertiefung der theoretischen Erwägungen beigetragen, anderseits aber auch Anlaß zu stärkeren Diskrepanzen gegeben. B. Gutenberg berichtet über diese Hypothesen, die die Frühgeschichte der Erde, ihre Zusammensetzung und die Bildung des Erdkernes, subkrustale Strömungen, die Kontraktion, Klimaschwankungen, Polbewegungen und Kontinentalverschiebungen betreffen, und folgert daraus die wahrscheinlichsten Prozesse und ihre Auswirkungen. Einen breiten Raum nimmt der Bericht über die aus seismischen Registrierungen abgeleiteten Aufschlüsse über die Konstitution und den Aufbau des Erdinnern ein (J. B. Macelwane), der gegenüber der ersten Auflage nur durch die Aufnahme einiger neuer Beobachtungsdaten erweitert werden mußte, während der Bericht über die Beben mit tiefem Herd (B. Gutenberg und C. F. Richter) viel mehr Neues und ein abgerundetes Bild über ihr Vorkommen, ihre Beziehungen zu anderen Erscheinungen und über ihren Mechanismus bringen kann. Das Vorkommen der Beben mit tiefem Herd hat der Erklärung der Konstitution des Erdinneren neue Probleme gestellt. Die Verfasser unterscheiden nach geophysikalischen, gravimetrischen, erdmagnetischen und seismischen Argumenten auf der Erdoberfläche zwei nach ihrer Struktur verschiedene Teilgebiete: das Pazifische Becken und den übrigen Teil der Erdoberfläche mit einer Unterteilung des letzteren in die Gebiete der heutigen Kontinente und kontinentalen Meere einerseits und des Atlantischen und Indischen Ozeans anderseits. Die Betrachtungen über die Dichte, Schwere, Druck und Abplattung im Erdinnern (W. D. Lambert und F. W. Darling) führten zu neuen Tabellen der Verteilung dieser Größen mit der Tiefe, deren Ableitung die Hypothese eines wirklichen oder effektiven flüssigen Zustandes des Erdinneren wahrscheinlich macht und deren Vergleiche die Art der Änderung der Verteilung von Schwere, Druck und Abplattung bei einer Änderung der Werte der Dichteverteilung erkennen läßt. Die neuesten unter Annahme von Diskontinuitäten in 33, 80, 2900 und 5121 km Tiefe berechneten Werte zeigen eine andere Verteilung als z. B. die noch in den Tabellen des neuen Landolt-Börnstein wiedergegebenen und haben besonders im inneren Erdkern wesentlich höhere Werte (17,9 g/cm³ im Erdmittelpunkt bei einem Druck von $3{,}92 \cdot 10^6$ bar). Auch zur Frage der elastischen Konstanten im Erdinneren und ihrer Bestimmungen werden neue Ergebnisse berichtet (B. Gutenberg) und schließlich werden auch noch die Spannungscharakteristiken im Erdinneren auf Grund neuer Untersuchungen behandelt (H. Benioff und B. Gutenberg).

Abschließend bringt der Herausgeber nochmals eine Zusammenfassung der neuen Ansichten über die Konstitution des Erdinneren und der daraus sich ergebenden noch offenen oder strittigen Probleme. So bringt diese neue Auflage nicht nur eine sehr erwünschte Darstellung des neuesten Standes unserer Kenntnisse vom inneren Aufbau der Erde, sondern zeigt auch die Wege, die dazu geführt haben, und die Schwierigkeiten, die oft erst mit fortschreitender Forschung klarer erkannt werden oder neu auftauchen und deren Behebung der weiteren Forschung Aufgaben stellt. Im Anhang findet man auch noch eine Zusammenstellung häufig gebrauchter Konstanten und Einheiten.

F. Steinhauser, Wien.

The Earth. Its Origin, History and Physical Constitution. Von H. Jeffreys. Dritte Auflage. Mit 30 Textabb. und X Bildtafeln, XIV, 392 S. Cambridge: At the University Press. 1952. Geb. 70s. net.

Die neue Auflage des bekannten Werkes von H. Jeffreys ist um die Fortschritte der geophysikalischen Forschung von beinahe einem Vierteljahrhundert gegenüber der letzten Ausgabe erweitert worden und damit ist eigentlich ein neues Werk entstanden. Um die neueren Erkenntnisse unterzubringen, war es notwendig, die in der letzten Ausgabe enthaltenen einleitenden Abschnitte über den Ursprung des Sonnensystems wegzulassen. Das Buch beginnt nun mit einer Behandlung der elastischen Verhältnisse der Gesteine und der Abweichungen von der Elastizität in ihrer Abhängigkeit von Druck und Temperatur auf Grund neuerer theoretischer und experimenteller Untersuchungen, der Hauptgesteinstypen, der Struktur der Minerale und der Sedimentgesteine. Nach einer umfassenden und eleganten Darstellung der Theorie der elastischen Wellen, ihrer Ausbreitung, Dispersion und Streuung, der Entstehung der verschiedenen Wellenformen, der zur Berücksichtigung der Abplattung der Erde notwendigen Korrektion und der Bestimmung der Epizentren werden die aus den seismischen Beobachtungen abgeleiteten Ergebnisse über die Wellenformen der Nahbeben und der daraus erschlossenen Struktur und Konstitution der Erdkruste, über den Erdkern, über Beben mit tiefem Herd, über die in neuerer Zeit notwendig gewordenen Revisionen der Laufzeittafeln, über die Bestimmung der Energie und Größe der Beben, über Oberflächenwellen auf dem Festlande und unter dem Ozean, über die Dämpfung der Erdbebenwellen, über die Bestimmung der Dicke der oberen Schichten, über die Wellengeschwindigkeitsverteilung in der Erde und über die Bodenunruhe eingehend und kritisch behandelt.

Im weiteren werden in theoretischen Ableitungen und unter Bezug auf die Beobachtungsergebnisse alle Probleme bearbeitet, die mit der Figur der Erde und des Mondes zusammenhängen, insbesondere die Theorie des äußeren und inneren Schwerefeldes, der Abplattung der Niveauflächen, der Abweichungen vom Sphäroid, der Dichteverteilung in der Erde, in den Planeten und im Mond und der Figur des Mondes. Eine genauere Untersuchung der lokalen Störungen, die in der Beziehung zwischen Schwereverteilung und Topographie in Erscheinung treten, läßt die Mängel der Annahme so einfacher Beziehungen wie der von Bouguer, der Freiluftrelation und der isostatischen Hypothesen erkennen. Nach einer harmonischen Analyse der Schwerewerte und einer kritischen Diskussion der verschiedenen Korrektionen und des Sinnes des Geoids werden neue Werte für die die Figur von Erde und Mond charakterisierenden Größen angegeben. Die theoretische Bearbeitung der verschiedenen mit der Existenz von Druckdifferenzen in der Erde zusammenhängenden Probleme führt zu dem Schluß, daß in den obersten 50 km Druckdifferenzen von wenigstens $1{,}5 \cdot 10^9$ Dyn/cm² und von $1{,}5 \cdot 10^8$ Dyn/cm² in Tiefen von 50 bis 600 km bestehen. Besonderes Interesse beanspruchen die Theorien der Breitenschwankungen, der Gezeiten des Erdkörpers, der Gezeitenreibung und ihrer Auswirkungen insbesondere auf Bewegung und Rotation von Erde, Mond und Planeten. Dabei werden die theoretischen Ergebnisse auch durch Beobachtungsergebnisse verifiziert und daraus Folgerung für den Aufbau der Erde gezogen.

Nach einer kritischen Übersicht über die verschiedenen Methoden zur Bestimmung des Alters der Erde und einer Bewertung der daraus gewonnenen Ergebnisse werden eingehend die thermische Geschichte der Erde und die Probleme der Verfestigung der Erde, die Bedeutung der Radioaktivität für

die Entwicklung der Erde, der Abkühlungsprozeß unter Berücksichtigung des anfänglichen vertikalen Temperaturgradienten und die Natur des Erdkernes behandelt. In einem weiteren Abschnitt werden die Ursachen die zur Bildung der Formen der Erdoberfläche führten, wie thermische Kontraktion, Änderung der Abplattung und Kontraktion durch Änderung der Rotation der Erde, elastische Instabilität, Gebirgsstrukturen, nichtisostatische Vertikalbewegungen, die Hypothese einer begrenzten Viskosität, regionale Belastung, Konvektionstheorie, Ursprung der Kontinente und Meeresbecken und Vulkanismus untersucht. Schließlich werden auch noch Ursachen und Möglichkeiten verschiedener Erscheinungen, wie Vor- und Nachbeben, Periodizitäten der Erdbeben, Verlagerungen der Erdachse, Kontinentalverschiebungen, die Zunahme des Wassers der Ozeane, die Oberflächenformen des Mondes, Geysirs u. a. kritisch diskutiert. Interesse verdienen auch die im Anhang gebrachten Ableitungen und Bemerkungen.

Aus dieser Übersicht ist die Reichhaltigkeit des Inhalts dieses Werkes und die Mannigfaltigkeit der behandelten Probleme ersichtlich. Nicht nur diese Vielfalt, sondern noch mehr das Bestreben, ein theoretisch fundiertes und der Fülle der bisher gewonnenen Beobachtungsergebnisse entsprechendes *abgeschlossenes* Bild vom Ursprung, von der Entwicklung und vom physikalischen Aufbau unseres Planeten zu gewinnen, ist es, was dem Buch einen besonderen Reiz und seine große Bedeutung gibt. Es ist ein eminent theoretisches Werk, dem mehr als anderen der Stempel der Persönlichkeit des Autors aufgeprägt ist und das durch die Eleganz der Darstellung und durch die kritische Diktion besticht. Es liegt in der Natur der Sache, daß bei der Kompliziertheit der Materie gerade durch das starke Hervortreten des persönlichen wissenschaftlichen Lebenswerkes des Verfassers einzelne vorgetragene Auffassungen auch Widerspruch erregen werden, der aber die weitere Forschung nur befruchten kann. Die Fortschritte gegenüber der letzten Auflage betreffen fast alle Teilprobleme sowohl in theoretischer Hinsicht wie auch im Hinblick auf neue Beobachtungsergebnisse. Es ist darum nicht möglich, im Rahmen einer Besprechung auf Einzelheiten näher einzugehen. Das Buch muß allen geophysikalisch Interessierten wärmstens empfohlen werden. Sie werden aus seiner Lektüre nicht nur Freude an dem entwickelten und den Fortschritten unserer Wissenschaft Rechnung tragenden Gesamtbild, wissenschaftliche Bereicherung und Anregungen erfahren, sondern auch an der Art der Darstellung einen schönen Genuß haben.

F. Steinhauser, Wien.

Anales del Departamento de Investigationes Cientificas (D. I. C.). Band I, Heft 1. Mendoza: Universidad Nacional de Cuyo. 1952.

Mit dem vorliegenden Heft beginnt eine neue von der Universität de Cuyo in Mendoza herausgegebene Zeitschrift, die in drei getrennten Reihen für die Wissensgebiete Geophysik, Mathematik und Astronomie erscheinen wird. Der Inhalt der einzelnen Hefte soll größere wissenschaftliche Originalarbeiten, Tagungsberichte, zusammenfassende Berichte über neuere Forschungsergebnisse, kleinere Mitteilungen und Buchbesprechungen umfassen.

In dem ersten, der Geophysik gewidmeten Heft finden wir u. a. einen ausführlichen und interessanten Beitrag zur Aerologie Argentiniens von W. Georgii, aus dem ein neuer Einblick in die aerologischen Verhältnisse Argentiniens gewonnen werden kann. Die Aufstiege von Buenos Aires und Cordoba lassen im Sommer eine Zweiteilung der Troposphäre in einen unteren Konvektionsraum bis 3000 m und einen für die Wettergestaltung wesentlichen

oberen Konvektionsraum von 3000 bis 7000 m Höhe erkennen. In Cordoba ist im Sommer Kaltluftadvektion in der Höhe mit nach unten fortschreitender Labilisierung und nachfolgender Stabilisierung für den Wetterablauf maßgebend. Die Energie der Pamperofront wird der horizontalen Labilität nebeneinanderliegender Luftmassen entnommen. Für die aerologischen Verhältnisse über Mendoza kommt dem Kordilleren-Föhn (Zonda) dadurch eine große Bedeutung zu, daß er im Winter in 2000 bis 5000 m Höhe eine derart starke Erwärmung verursacht, daß dort gegenüber dem Sommer kaum ein Temperaturunterschied besteht. Im Föhn von Mendoza lassen sich als Wirkung der orographischen Unterteilung der Kordillere in den Hauptzug von durchschnittlich 5000 m Höhe und in die Präkordillere von 3000 m Höhe eine stabile und instabile Phase feststellen, die ihn vom Alpenföhn unterscheidet. In einer zweiten Arbeit berichtet H. W. Georgii über Staubmessungen in verschiedenen Stadtteilen von Mendoza, über die bei Flugzeugaufstiegen festgestellte vertikale Staubverteilung, über bei einer Kordillerenexpedition durchgeführte Staubmessungen und über Berechnungen der vertikalen Austauschkoeffizienten über Mendoza sowie über die qualitative Zusammensetzung des Staubes. F. Steinhauser, Wien.

Der Blitz in der bildenden Kunst. Von A. Rieth. Mit 15 Textabb., 70 Bildtafeln, 148 S. München: E. Heimeran Verlag. 1953. Geb. DM 12.—.

Bien des siècles ont été nécessaires pour faire descendre le foudre du ciel sur la terre et pour transformer un modeste physicien en un Zeus au petit pied. Eine Reihe von Jahrhunderten waren nötig, um den Blitz vom Himmel auf die Erde niederzuholen und um aus einem bescheidenen Physiker einen Zeus im kleinen zu machen. Dieser Ausspruch des französischen Physikers D. Berthelot könnte als Motto über dem Riethschen Buch stehen, das zu ihm einen anschaulichen Beweis liefert: In Wort und Bild erlebt der Leser die Entwicklung vom Dämonenglauben des primitiven Menschen zur modernen Gewitterforschung, vom Zauber des Donnerkeils zur analysierenden Photographie des Blitzes. Angeregt durch del Sartos Freskenbild „Blitzwunder des hl. Philipp" in der Kirche von Santissima Annunciata in Florenz verfolgt der Verfasser die Wiedergabe des Blitzes in ihren mannigfaltigen künstlerischen und symbolischen Gestaltungen der verschiedenen Kulturkreise und Kunstrichtungen und führt den Leser von den Donnerkeil schwingenden Gottheiten des Altertums über die in der Kunst der Renaissance erkennbare Wandlung zur Erkenntnis des Blitzes als Naturphänomen bis zur Verwendung von Blitzmotiven in der expressionistischen Kunst der Jetztzeit. Den Weg beschließt ein Kapitel über die physikalischen Eigenschaften des Blitzes mit einigen ausgezeichneten Blitzphotographien, sowie eine Darstellung des „weltanschaulichen Kampfes" für und wider die Franklinsche Erfindung des Blitzableiters im 18. und 19. Jahrhundert.

Der eigenartige Reiz, den dieses Werk gerade auf den Naturwissenschaftler auszuüben vermag, liegt fraglos darin, daß hier an einem Beispiel die langsam fortschreitende Entwicklung vom ursprünglichen ehrfürchtigen Anschauen des Naturgeschehens zur kritischen Betrachtung des nach aufklärender Erkenntnis strebenden Geistes in ihren Entwicklungsphasen sichtbar wird, eine Entwicklung, zu deren Verständnis die Kunstbetrachtung den Schlüssel zu liefern vermag. Das Buch, dessen Ausstattung besonders hervorgehoben sei, wird sich in gleicher Weise beim Kunstliebhaber wie beim Naturwissenschaftler Freunde erwerben. H. Israël, Aachen.

Untersuchungen an Gummiproben und Registrierballonen. Von Von F. Rössler. (Veröffentlichungen des Meteorologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 6.) Mit 20 Abb., 68 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1952.

Es ist kein Zweifel, daß die heutige Aerologie an Ergebnissen von Untersuchungen mechanischer, thermischer und durch die Sonnenstrahlung verursachter Einflüsse auf verschiedene natürliche und künstliche Gummiarten sehr interessiert ist, und es sei darum auch hier auf diese auf während des Krieges gewonnene Laboratoriumsuntersuchungen und Aufstiegserfahrungen zurückgehende Veröffentlichung hingewiesen. Die mechanische Prüfung der Gummiproben betrifft Reiß- und Platzversuche über die Feststellung der Bruchdehnung und der Bruchfestigkeit, die Ableitung von Spannungs- und Dehnungsdiagrammen, die Abhängigkeit der Bruchdehnung von der Dicke der Gummiproben und ihre Platzdicken und den Einfluß einer Vorbelastung des Materials. Die Verwertung der Ergebnisse zur Bestimmung der erreichbaren Aufstiegshöhe zeigt, daß diese vom Anfangsvolumen des Ballons wesentlich abhängig ist und daß daher die Ballone zweckmäßiger nach dem Volumen zu klassifizieren sind. Bei großen Höhen blieben die wahren Höhen teilweise wesentlich unter den berechneten, was, wie Kälteversuche zeigten, auf die tiefen Temperaturen zurückzuführen ist. Platz- und Reißversuche, die in einem durch in Spiritus gelöste Kohlensäure auf Temperaturen bis — 80° abgekühltem Bade durchgeführt wurden, ergaben die Abhängigkeit der Dehnung und Reißfestigkeit von der Temperatur und lassen erkennen, daß bei tiefen Temperaturen der Gummi von einem weichen elastischen zu einem harten unelastischen Körper wird. Die Verfestigungstemperaturen liegen je nach der Gummiart bei — 31 bis — 59° und sind bei Naturgummi am niedrigsten. Unter Berücksichtigung der unter der Verfestigungstemperatur bei Überdruck im Ballon einsetzenden Fließvorgänge ergeben sich doch wieder gleichbleibende Aufstiegsgeschwindigkeiten.

Sorgfältige Untersuchungen der Einwirkung von UV-Bestrahlung ergaben, daß diese erst von einer gewissen Dehnung ab, die einer Höhe von ungefähr 24 km entspricht, wirksam wird und die Aufstiegshöhe höchstens um 2,5 km herabsetzen könnte.

F. Steinhauser, Wien.

Hydrologie, geologische Struktur und elektrische Leitfähigkeit des Bodens in Norddeutschland. Von S. v. Bubnoff. (Sitzungsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin; Klasse für Mathematik und Naturwissenschaften: Nr. 1/1951.) Mit 8 Tafeln, 43 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1952. $ 0.91.

In den Jahren 1939 bis 1944 wurden von Ambronn geoelektrische Messungen (Sondieren und Kartieren nach der Widerstandsmethode) verhältnismäßig dicht zur Feststellung von Wasserhorizonten in Pommern ausgeführt.

Der Verfasser stellt sich nun die Aufgabe, diese Messungen auch zur Vervollständigung der Kenntnisse über den Verlauf der Grenzflächen und des Aufbaues im Bereich des obersten Tertiärs und Quartärs auszuwerten. Die Geoelektrik wird zur Interpolation zwischen den vorhandenen Bohrungen verwendet, auf die sich ihre absoluten Tiefenangaben stützen. Aus den Messungen soll die Oberkante des Tertiärs, die hier im allgemeinen durch gutleitende Septarientone gebildet wird, festgestellt und dann auch die Zusammensetzung und Schichtenfolge des Quartärs abgeleitet werden.

An vier Beispielen (Umgebung von Greifswald, Löknitz, Belgrad und Stralsund) wird die Brauchbarkeit geoelektrischer Messungen zur Lösung der hier gestellten Aufgaben gezeigt. Zur graphischen Darstellung der Beziehungen zwischen dem Verlauf der elektrischen Zustandsgrößen und dem geologischen Profil verwendet der Verfasser hauptsächlich zwei Methoden. Einmal wird der Verlauf charakteristischer Knickstellen der Widerstandskurve durch Isohypsen dargestellt und zur Tiefenlage einzelner Schichten in Beziehung gesetzt, anderseits untersucht der Verfasser den Verlauf der Isonten, das sind Kurven gleicher Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes, in ihrer Beziehung zur geologischen Struktur.

In den meisten Fällen läßt sich die Grenzfläche zwischen Tertiär und Quartär und damit auch das Relief der Tertiäroberfläche gut verfolgen. Nur dort, wo infolge starker mechanischer Beanspruchung die untersten Schichten des Quartärs aus dem gleichen Material wie die oberste Tertiärschicht bestehen, ergibt sich die Lage der Grenzfläche unsicher und ungenau. Ebenso läßt sich die Mächtigkeit und Lagerungsform aller Wasserträger weitestgehend klären und der Verlauf von Urstromtälern festlegen. Schließlich können in den elektrischen Profilen auch alle Gebiete recht sicher erfaßt werden, in denen durch Eisstau und starke Eisbewegungen während des Diluviums Lagerungsstörungen erzeugt wurden. Der Verfasser hat seine Ausführungen durch eine größere Zahl von instruktiven Abbildungen unterstützt, deren Lesbarkeit leider manchmal durch das zu kleine Format beeinträchtigt wird.

Die Aufmerksamkeit der praktischen Geologen und angewandten Geophysiker sei auf diese Veröffentlichung gelenkt, die wertvolle Erfahrungen und erfreulicherweise keine nebulosen Theorien vermittelt. Als einer der wenigen Versuche, geoelektrische Ergebnisse ausführlich darzustellen und in ihren Ergebnissen kritisch zu sichten, ist die vorliegende Arbeit ganz besonders zu begrüßen.

M. Toperczer, Wien.

Kimmtiefenbeobachtungen 1933 bis 1938 und ihr Zusammenhang mit dem thermischen Aufbau der untersten Schichten der Atmosphäre über dem Wasser. Von H. C. Freiesleben und G. Prüfer. (Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der Deutschen Demokratischen Republik: Nr. 10, Band II.) Mit 14 Abb., 137 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1952. $ 10.32.

Die vor allem durch die veränderliche Temperaturschichtung bedingten komplizierten Verhältnisse des optischen Feldes über der Wasserfläche machen es notwendig, das Kimmtiefenproblem auf *experimentellem* Wege durch Messung der Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung über dem Wasser und Ableitung von Beziehungen zwischen gemessenen Kimmtiefen und gemessenem optischem Felde zu klären. Aus früheren Beobachtungen haben sich für die Kimmtiefe δ nach Koss und Kohlschütter Formeln von der Form $\delta = a\sqrt{h} + b\,(T_h - T_w)$ ergeben, wo h die Augeshöhe, T_h und T_w die Temperatur in Augeshöhe bzw. an der Meeresoberfläche, a und b Konstante bedeuten. Die vorliegende Untersuchung beruht auf umfangreichem Beobachtungsmaterial, das von der Insel Helgoland aus, von Arkona und von Las Palmas, Gran Canaria, aus, durch Messungen auf Booten und Schiffen in verschiedenen Höhen über dem Wasser und an der Wasseroberfläche und durch Ballonaufstiege gewonnen worden ist. Dabei erwies sich, daß die obige Formel nur eine Näherung darstellen kann, die ins einzelne gehende

Ansprüche an Genauigkeit nicht erfüllt, und daß zur Erklärung der Störungen der Refraktion die Temperaturdifferenz Luft-Wasser nicht hinreicht. Nach einer kritischen Diskussion der alten Kimmtiefenformeln vom theoretischen Gesichtspunkt wird durch strenge Integration eine neue Formel $\delta = 5{,}04' \sqrt{0{,}1123\, h + T_0 - T_h}$ abgeleitet, wo nun für die Kimmtiefe nicht die Temperatur der obersten Wasserschicht T_w maßgebend ist, sondern eine Temperatur T_0 der Luft unmittelbar über der Wasserfläche. Diese Temperatur T_0 der „Grenzschicht", in der auch der Austausch keine Rolle spielen soll, unterscheidet sich nur wenig von der in $^1/_2$ m über der Wasserfläche beobachteten Temperatur. Zur Berücksichtigung des Feuchteeinflusses, der nur sehr gering ist, erweitert sich die Kimmtiefenformel auf

$$\delta = 5{,}04' \sqrt{0{,}1123\, h + (T_0 - T_h) + 0{,}135\, (e_0 - e_h)}.$$

Als Folgerung aus der Untersuchung wird festgestellt, daß die Formel von Kohlschütter nur für stationäre Fälle gilt, deren Vorhandensein von Bord aus aber nicht festgestellt werden kann. Für die Anwendung der theoretischen Formel ist eine sehr genaue Beobachtung der Temperatur in Augeshöhe und in der Luftschicht knapp über dem Wasser notwendig, die von Bord aus meist nicht möglich ist. Es ist daher praktisch die Bestimmung der Kimmtiefe nur mit einem Kimmtiefenmesser möglich, wofür das bei Zeiß hergestellte Gerät von Förstner, aber auch die Geräte von Pulfrich hinreichend genau sind. So wurde durch diese sorgfältige Untersuchung die Klärung des Kimmtiefenproblems wesentlich weiter gebracht und damit kommt dieser Veröffentlichung sowohl für die Praxis wie auch für die Theorie große Bedeutung zu. F. Steinhauser, Wien.

Wetter und Wetterentwicklung. Von H. Ficker. Vierte, verbesserte und vermehrte Auflage. („Verständliche Wissenschaft": Band 15.) Mit 42 Textabb., 11 Karten, VII, 140 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1952. DM 7,80.

Die vom Springer-Verlag herausgegebene Sammlung „Verständliche Wissenschaft" hat sich durch die sorgfältige Auswahl der besten Mitarbeiter und durch die hervorragende Ausstattung der einzelnen Bändchen schon seit langem großes Ansehen erworben und es ist darum besonders zu begrüßen, daß mit dem Wiedererscheinen dieser Reihe nach dem Kriege die bedeutungsvolle Kulturarbeit des Verlages, die darin liegt, daß damit die Ergebnisse wissenschaftlicher Forschungsarbeit weiteren Kreisen in leicht verständlicher und doch exakter Form zugänglich gemacht werden, ihre Fortsetzung finden kann.

Zu den schönsten Bändchen dieser Schriftenfolge gehört unzweifelhaft die Schilderung der Grundlagen der Wetterkunde und der Wetterentwicklung von H. Ficker. In außerordentlich lebendiger Darstellung führt der Verfasser den Leser von unseren Kenntnissen vom Aufbau der Lufthülle über die Bedeutung der Strahlung zur Entstehung von Wind und Wolken und zu dem Wettergeschehen an den Kampffronten der Luftmassen. In weiteren Abschnitten werden Föhn, Wirbelstürme, Zyklonen und Hochdruckgebiete behandelt und schließlich als Grundlage für die Wettervorhersage die Boden- und Höhenwetterkarten und die Durchführung der Prognosen selbst. Die letzten beiden Abschnitte wurden in der neuen Auflage ergänzt und teilweise neu bearbeitet. Dieses Büchlein wird nicht nur seine Aufgabe, das Verständnis

für Wetter und Wetterentwicklung in weiten Kreisen zu vertiefen, in ausgezeichneter Weise erfüllen, sondern bietet auch dem Fachmann eine genußreiche Lektüre und manch schöne Gedanken aus der reichen Erfahrung des Autors.

F. Steinhauser, Wien.

Ebbe und Flut des Meeres, der Atmosphäre und der Erdfeste. Von A. Defant. („Verständliche Wissenschaft": Band 49.) Mit 64 Textabb., VII, 119 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1953. DM 7,80.

Das im Rahmen der bekannten Schriftenreihe „Verständliche Wissenschaft" erschienene Büchlein hat einen Vorläufer in dem 1941 erschienenen „Ebbe und Flut" von H. Thorade. Sowohl in der Art der Darstellung wie auch durch Erweiterung des Inhaltes stellt es aber ein vollkommen neues Werk dar, das dem Zweck der Schriftenreihe mustergültig entspricht und nicht nur geeignet ist, durch die einfache und klare Darstellung von theoretisch oft schwer erfaßbaren Erscheinungen und Problemen die wissenschaftlichen Ergebnisse aus dem interessanten Forschungsgebiet der Gezeiten einem weiteren Leserkreis zugänglich zu machen, sondern auch dem Studierenden eine ansprechend geschriebene und leicht verständliche Einführung in dieses Teilgebiet der Geophysik bietet. Nach einer Beschreibung der verschiedenen Erscheinungen der Gezeiten an Küsten und im freien Ozean und ihrer Störungen werden die Beobachtungsmethoden, die Wirkungen der fluterzeugenden Kräfte und ihr experimenteller Nachweis, das Verhalten der Gewässer gegenüber den fluterzeugenden Kräften und seine theoretische Erklärung, die mathematische Analyse der Gezeiten und ihre Anwendung zur Vorhersage dargestellt und stehende Schwingungen in geschlossenen Becken, Gezeiten in verschiedenen Meeresteilen, in Kanälen, in freien Ozeanen und in Flußmündungen unter Beachtung der Einwirkung der Erdrotation und der Reibung behandelt. Auch unsere heutigen Kenntnisse von den internen Wellen und internen Gezeiten, von Gezeitenschwingungen der Atmosphäre und Ionosphäre und von den Gezeiten des festen Erdkörpers findet man in diesem Büchlein, das nicht nur den neuesten Stand der wissenschaftlichen Ergebnisse vermittelt, sondern auch eine genußreiche Lektüre bietet.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien 1, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX, Lustkandlgasse 52.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

fassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 125 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10 % der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Telephon U 26 5 60 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien.

Der Verlag

S P R I N G E R - V E R L A G I N W I E N I

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. **W. Mörikofer** und Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Davos Wien

Serie B: Allgemeine und biologische Klimatologie

Soeben erschien: **Band V, Heft 1**

(Abgeschlossen im September 1953)

Mit 23 Textabbildungen. 124 Seiten. 1953.

S 128.—, DM 21.80, $ 5.20, sfr. 22.40

Inhaltsverzeichnis: **Möller, F.** Über die Farbe der Sicht und des Tageshimmels. — **Drimmel, J.** Über theoretische Formeln zur Berechnung der nächtlichen Abkühlung der Erdoberfläche und über ihre Anwendungsmöglichkeiten. — **Howell, W. E.** Local Weather of the Chicama Valley (Peru). — **Schilling, G. F.** and **J. Carson.** On the Electrical Conductivity of Air Inside Buildings. — **Diem, M.** Feuchtemessung mit Hilfe thermoelektrischer Psychrometer. — **Berger-Landefeldt, U.** Beiträge zur Messung der Evapotranspiration nach dem Austauschverfahren. — **Reißmann, K. R., K. Buettner** and **E. A. Topka.** Influence of Solar Activity, especially at High Altitudes, on the TAKATA-Flocculation-Reaction in Serum of Normal Persons. — **Reiter, R.** Schmerzempfindung und Wetter. — **Buchbesprechungen.**

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

Herausgegeben von

K. W. Fritz Kohlrausch und **Hans Thirring**
Graz Wien

Schriftleitung: **Paul Urban**, Graz

Zuletzt erschien:

Band 7, Heft 4 (Schlußheft)
(Ausgegeben im September 1953)

Mit 27 Abbildungen. 112 Seiten. 1953
S 128.—, DM 21.80, $ 5.20, sfr. 22.40

Inhaltsverzeichnis: **Hinteregger, H.** Induktionserscheinungen bei Materiebewegung in primären Magnetfeldern und ihre experimentellen Anwendungsmöglichkeiten. III. Theoretische Grundlagen für die Erfassung der allgemeineren Fälle. — **Ueberall, H.** und **F. Schlesinger.** Der Quadrupolübergang beim Kernphotoeffekt am Deuteron. — **Mandl, G.** Zur Begründung der Strahlenoptik aus der *Maxwell*schen Feldtheorie. — **Harmuth, H.** Programmsteuerung einer elektronischen Rechenmaschine. — **Birkenschenkel, H., R. Hacker** und **P. Mezger.** Feldelektronenmikroskopische Beobachtungen an Kathoden mit kubisch raum- und kubisch flächenzentrierter Gitterstruktur. — **Seidl, Franziska.** Anwendung der Schlierenmethode in der Strömungslehre. — **Ledinegg, E.** und **P. Urban.** Zur Theorie der Eigenschwingungen isotroper elastischer Medien. — **Mitter, H.** und **P. Urban.** Zur Streuung schneller Elektronen. II. Bremsstrahlung. — Buchbesprechungen.

Tschermaks Mineralogische und Petrographische Mitteilungen. III. Folge

Herausgegeben von

F. Machatschki und **H. Leitmeier**
Wien Wien

Zuletzt erschien:

Band 3, Heft 2
(Ausgegeben im April 1953)

Mit 26 Textabbildungen. 102 Seiten. 1953
S 96.—, DM 19.20, $ 4.60, sfr. 19.80

Inhaltsverzeichnis: Bartel Granigg †. — **Andreatta, C.** Syntektonische und posttektonische magmatische Erscheinungen der Ortlergruppe in Beziehung zum alpinen Magmatismus. — **Heritsch, H.** Die Verteilung von Rechts- und Linksquarzen in Schriftgraniten. — **Heritsch, H.** Röntgenuntersuchungen an Schriftgraniten. — **Wieseneder, H.** Zur Diagenese klastischer Sedimente im Wiener Becken. — **Votava, E.** Fluorochromierungsstudien an stark zerkleinerten Mineralien. — **Paulitsch, P.** Olivinkornregelung und Genese des chromitführenden Dunits von Anghida auf der Chalkidike. — **Neuwirth, E.** Zur Petrographie einiger Betonitvorkommen aus Steiermark, Kärnten und Italien (Ponza). — **Raßmann, A.** und **H. Luithlen.** Ein neuer Axinitfund in den Ostalpen. — **Literatur:** Neue Bücher. — Nachrichten.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria